

Terahertzlaserinduzierte Photogalvanische Effekte in Halbleiter-Quantenfilmen und deren Anwendung



DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat)

der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Wolfgang Weber
aus Regensburg

Juni 2008

Promotionsgesuch eingereicht am: 16. 06. 2008
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. S. D. Ganichev
Prüfungsausschuß: Prof. Dr. M. Grifoni
Prof. Dr. J. Zweck
Prof. Dr. C. Back

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Photogalvanische Effekte	5
2.1.1	Zirkular photogalvanischer Effekt CPGE	6
2.1.2	Spingalvanischer Effekt SGE	8
2.1.3	Linear photogalvanischer Effekt LPGE	9
2.2	Asymmetrien in Halbleiterstrukturen	11
3	Proben und Methoden	13
3.1	Proben	13
3.1.1	GaN	13
3.1.2	GaAs und SiGe	14
3.2	Erzeugung der anregenden Strahlung	15
3.2.1	Der CO ₂ -Laser	15
3.2.2	Der Q-Switch-Laser	16
3.2.3	Der gepulste Ferninfrarotlaser	16
3.2.4	Dauerstrich FIR Laser	18
3.2.5	Der Freie Elektronen Laser FELIX	19
3.3	Optischer Aufbau	21
3.3.1	Elliptisch polarisiertes Licht	22
3.3.2	Linearpolarisiertes Licht	23
3.4	Elektronische Auswertung	24

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	2
4 Photogalvanische Effekte in GaN	28
4.1 Zirkular photogalvanischer Effekt in GaN	28
4.1.1 Phänomenologie	31
4.1.2 Diskussion	33
4.2 Linear photogalvanischer Effekt in GaN	34
4.2.1 Experimentelle Ergebnisse	36
4.2.2 Phänomenologie und Polarisationsabhängigkeiten der linear photogalvanischen Ströme	41
4.2.3 Mikroskopische Theorie	48
4.2.4 Abschätzung der einzelnen Beiträge	50
5 PGE unter Magnetfeldeinfluss	51
5.1 Experiment	51
5.2 Phänomenologische Theorie	54
5.3 Mikroskopische Beschreibung	57
5.3.1 Photostrom aufgrund spinabhängiger Asymmetrie optischer Anregung	58
5.3.2 Strom aufgrund der Asymmetrie der Energierelaxation der Elektronen	60
5.3.3 Strom aufgrund spinabhängiger Asymmetrie der Spinrelaxation (Spingalvanischer Effekt)	62
6 Anwendung: Polarisationsdetektor	64
7 Zusammenfassung	70
Literatur	72

1 Einleitung

Ein wichtiges Gebiet in der modernen Halbleiterphysik ist die Bestimmung und Modellierung der elektronischen Eigenschaften verschiedenster Materialien. Dabei wird in den letzten Jahren der Spin der Ladungsträger immer mehr zur Schlüsseleigenschaft der Forschung. Über kurz oder lang soll durch die Entwicklung der Spintronic die Ladung als Informationsträger in der Datenverarbeitung durch den Spin ersetzt werden. Die drei Grundpfeiler der Spintronic sind die Erzeugung, der Transport und die Detektion von spinpolarisierten Ladungsträgern. Zur Untersuchung dieser drei Prozesse eignen sich die photogalvanischen Effekte, wie der zirkular photogalvanische Effekt (CPGE) und die magnetogyotropen photogalvanischen Effekte (MPGE), zu denen der spinogalvanische Effekt (SGE) gehört. Sie zählen inzwischen zu den gut untersuchten und wohlbeschriebenen Phänomenen der Physik von Systemen mit unterschiedlichsten Symmetrieeigenschaften [1]. Sie basieren alle auf dem Bruch von Symmetrien und stellen damit sehr effektive Methoden zur Untersuchung von Nichtgleichgewichtsprozessen und Spinphänomenen in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen dar. Dabei können Informationen über die Aufspaltung der Spinsubbänder, die Prozesse der Impuls- und Energierelaxation und ihrer Symmetrieeigenschaften gewonnen werden.

Die kommerzielle Herstellung von blauen und grünen Leuchtdioden hat zu gut eingeführten technologischen Verfahren zur epitaktischen Präparation von Heterostrukturen auf der Basis des GaN/AlGaN Systems geführt und starke Aktivitäten in der Erforschung ihrer Eigenschaften hervorgerufen [2]. Die Photogalvanik dient als starke Brücke zwischen Transport und Optik und legt daher sowohl Transport- als auch optische Eigenschaften der untersuchten Systeme offen. Bisher ist über die Spin-Bahn Wechselwirkung in GaN basierten Heteroübergängen genauso wenig bekannt wie über die Rashba-Spinaufspaltung in der Bandstruktur, die einen möglichen Angriffspunkt für die Spinmanipulation geben würde [3]. Starke Spin-Bahn Effekte werden normalerweise nur in schmalbandigen Materialien erwartet [4]. Ein großer piezoelektrischer Effekt, der ein starkes elektrisches Feld an dem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ Übergang hervorruft und ein großer polarisationsinduzierter Dotiereffekt können zu einem messbaren Rashbabeitrag zur Spinaufspaltung der Bänder aufgrund von Spin-bahn

Wechselwirkung (≈ 1 meV) führen [5]. Tatsächlich wurde eine Spinaufspaltung von 9 meV aus den Verwerfungen (beatings) von Shubnikov-de-Haas Oszillationen in $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ errechnet [6]. Diese Verwerfungen wurden von anderen jedoch der Magnetointersubbandstreuung zugeschrieben [7]. Andererseits wurde die Beobachtung kurzer Spinrelaxationszeiten dem D'yakonov Perel Mechanismus zugeschrieben, der Rashba-Spinaufspaltung voraussetzt [8].

In dieser Arbeit wurden die beiden Gebiete erstmals zusammengebracht und GaN/AlGaN-Strukturen mittels der photogalvanischen Effekte untersucht. Zu diesem Zweck wurde einer der weltweit stärksten gepulsten Laser im Terahertzbereich aufgebaut und ein computergesteuertes Messsystem entwickelt, das die Messgenauigkeit bei photogalvanischen Effekten signifikant erhöht hat.

In den 1980er und 1990er Jahren wurde erkannt, daß nicht vorgespannte, nicht zentrosymmetrische Systeme ähnlich wie eine Ratsche den Transport von Teilchen bewirken können und daß dieses Konzept in verschiedenen Gebieten der Physik, Chemie und Biologie verwurzelt ist. Eine der Ausdrucksformen des Ratschenphänomens ist der linear photogalvanische Effekt (LPGE). Er stellt die Erzeugung eines elektrischen Gleichstroms unter Absorption von linear polarisiertem Licht in nicht vorgespannten Kristallen der piezoelektrischen Klassen dar. Nicht zentrosymmetrische Volumenhalbleiter und Heterostrukturen sind natürliche Quantenratschen. Die weitere Erforschung des LPGE in diesen Systemen erlaubt es, das gesamte Problem des Ratscheneffekts zu erläutern. In GaN-basierten Strukturen wurde erst kürzlich von der ersten Beobachtung des LPGE berichtet [9, 10, 11, 12, 13]. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse detaillierter experimenteller und theoretischer Untersuchungen des LPGE in Heterostrukturen die auf GaN und seinen Legierungen mit AlN beruhen gezeigt.

Normalerweise zielt die Anwendung photogalvanischer Effekte als Werkzeuge in der Forschung darauf ab, durch Anregung unbekannter Systeme mit Licht bekannter Eigenschaften Rückschlüsse auf die inneren Gesetzmäßigkeiten der untersuchten Strukturen zu ziehen. Im letzten Teil dieser Arbeit wird eine Anwendung des umgekehrten Prinzips vorgestellt, eine Detektoranordnung, die es erlaubt auf rein elektrische Art die Polarisationsseigenschaften von Terahertzstrahlung zu erfassen.

2 Grundlagen

2.1 Photogalvanische Effekte

Photogalvanische Effekte unter Terahertzanregung sind aus mehreren Gründen sehr effektive Werkzeuge zur Untersuchung von Nichtgleichgewichtsprozessen in Halbleitern. Die direkte Erzeugung von freien Ladungsträgern durch einzelne Photonen ist mit Terahertzstrahlung nicht möglich, da die Photonenenergien viel kleiner als die Bandlücken typischer Halbleiter sind. Solche normalerweise sehr starken Effekte verdecken also nicht die wesentlich schwächeren Ströme, die durch die Umverteilung der Ladungsträger im Impulsraum innerhalb der einzelnen Bänder entstehen. Diese Umverteilung kann selbst in Volumenhalbleitern zur Erzeugung photogalvanischer, elektrischer Ströme führen, wohingegen die photovoltaischen Effekte immer auf der Ladungstrennung an Potentialbarrieren beruhen. Die photogalvanischen Ströme entstehen unter Lichteinwirkung in Halbleitern ohne Vorspannung. Diese Effekte sind von der Photonendichte abhängig, und deshalb unter Terahertzanregung gut zu beobachten, da es in diesem Spektralbereich möglich ist starke Quellen zu verwenden, da diese aufgrund der geringen Photonenenergien einerseits eine sehr hohe Photonendichte aufweisen und andererseits die Proben selbst bei höchsten Intensitäten nicht beschädigen.

Phänomenologisch beschreibt man die Photoströme, die aufgrund von Terahertzanregung in Halbleitern hervorgerufen werden, als Entwicklung in Potenzen des elektrischen Feldes $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\omega)$, wobei ω die Frequenz des Lichts ist. Die niedrigste Ordnung nichtverschwindender Terme der Gleichstromdichte \mathbf{j} ist gegeben durch [14, 15]

$$j_\lambda = \sum_{\mu, \nu} \chi_{\lambda\mu\nu} E_\mu E_\nu^* + \sum_{\rho, \mu, \nu} T_{\lambda\mu\nu\rho} q_\rho E_\mu E_\nu^*, \quad (1)$$

wobei $E_\nu^* = E_\nu^*(\omega) = E_\nu(-\omega)$ das komplex Konjugierte von E_ν ist, und \mathbf{p} der Wellenvektor des Strahlungsfelds innerhalb des Mediums. $\chi_{\lambda\mu\nu}$ und $T_{\lambda\mu\nu\rho}$ sind Tensoren dritter und vierter Stufe. Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt den Photon Drag Effekt, auf den in dieser Arbeit in Kapitel 6 am Rande eingegangen wird. Alle Effekte, die vom ersten Term der rechten Seite

der Gl. (1) beschrieben werden, werden unter dem Begriff photogalvanische Effekte (PGE) zusammengefasst. In diesem Kapitel wird die allgemeine Funktionsweise dreier photogalvanischer Effekte, nämlich des zirkular photogalvanischen Effekts, des linear photogalvanischen Effekts und des spingalvanischen Effekts näher beschrieben.

2.1.1 Zirkular photogalvanischer Effekt CPGE

Phänomenologisch betrachtet beruht der zirkular photogalvanische Effekt auf Gyrotropie. Eine grundlegende Voraussetzung für ihr Auftreten ist das Fehlen eines Inversionszentrums in einem System. Gyrotropie ist die Kopplung eines Vektors mit einem Pseudovektor. Derartige Phänomene finden sich in allen Bereichen der Physik, so ist zum Beispiel ein sich drehendes Rad (Pseudovektor) das sich dabei auf einer festen Unterlage fortbewegt (Vektor) ein mechanisches, gyotropes System. Der CPGE ist ein optoelektrisches Analogon dazu. Er entsteht durch die Kopplung eines axialen Pseudovektors (Spin) mit einem Polarvektor (gerichtete Bewegung).

Die Spins der Ladungsträger in einem niedrigdimensionalen, elektronischen System werden beim CPGE durch die Absorption von zirkularpolarisiertem Licht und den Übertrag des Drehimpulses der Photonen ausgerichtet. Die Helizität P_{circ} des eingestrahlt Lichts ist dabei direkt mit dem entstehenden Gleichstrom verknüpft. Der zirkular photogalvanische Strom j wird phänomenologisch durch den ersten Term der rechten Seite von Gl.(1) beschrieben:

$$j_\lambda = \sum_\rho \gamma_{\lambda\rho} i (E \times E^*)_\rho = \sum_\rho \gamma_{\lambda\rho} \hat{e}_\rho E^2 P_{\text{circ}}, \quad (2)$$

wobei $\gamma_{\lambda\rho}$ ein Pseudotensor zweiter Stufe und E der elektrische Feldvektor ist, \hat{e} der Einheitsvektor in Richtung der Lichtausbreitung und P_{circ} der Grad der Zirkularpolarisation des Lichts, der durch

$$P_{\text{circ}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} = \sin 2\varphi \quad (3)$$

gegeben ist [1]. Hierbei gibt φ den Winkel zwischen der optischen Achse eines Zirkularpolarisators (siehe Kap. 3.3) und der Ebene der ursprünglichen

Linearpolarisation des Laserlichts an. $I(\sigma^+)$ und $I(\sigma^-)$ sind die Intensitäten des rechts- und linkszirkular polarisierten Anteils des Lichts. P_{circ} bewegt sich daher zwischen -1 (für σ^-) und +1 (für σ^+).

Mikroskopisch gesehen hängt der zirkular photogalvanische Strom von der Symmetrie des Systems in dem er auftritt sowie von der Einstrahlrichtung und dem Absorptionsmechanismus ab. Exemplarisch soll hier das Modell für direkte Intersubbandanregung von Strukturen der C_s -Symmetrie beschrieben werden. Die Symmetriegruppe C_s weist außer der Identität lediglich eine Spiegelebene auf und erlaubt eine relativ einfach verständliche Darstellung der mikroskopischen Vorgänge. Für höhere Symmetriegruppen sind die Abläufe komplizierter, die Ergebnisse aber vergleichbar. Es werden direkte Intersubbandübergänge zwischen dem e1 und e2 Subband des Leitungsbands eines Typ n Halbleiterquantentrops betrachtet. Verursacht durch die Spin-Bahn Wechselwirkung wird die Spinentartung der Subbänder durch einen zusätzlichen Term H_{SO} im Hamiltonian

$$H = \hbar^2 k^2 / 2m^* + H_{\text{SO}}, \quad (4)$$

aufgehoben, die Subbänder sind also spinaufgespalten. Eine derartige Situation ist in Abb. 1 dargestellt. Die Spinaufspaltung hat dabei die Form

$$H_{\text{SO}} = \sum_{lm} \beta_{lm} \sigma_l k_m \quad (5)$$

wobei β ein materialspezifischer Pseudotensor zweiter Stufe ist, l und m bezeichnen die Raumrichtungen und σ sind die Pauli-Spinmatrizen (Siehe Abschnitt 2.2). Bei C_s Symmetrie bewirkt der Beitrag von $\sigma_z k_x$ zum Hamiltonian die Aufspaltung in die Spinsubbänder. Die Spinkomponenten $m_s = \pm 1/2$ zeigen dabei entlang der Wachstumsrichtung z , die in der Spiegelebene der Symmetriegruppe C_s liegt. Als Folge von optischen Auswahlregeln bewirkt z.B. der senkrechte Einfall linkszirkularpolarisierten Lichts direkte optische Übergänge aus dem e1 Subband mit $m_s = +1/2$ in das e2 Subband mit $m_s = -1/2$. Ein Photon kann absorbiert werden, sobald seine Energie $\hbar\omega$ die Energielücke ε_{12} zwischen dem Valenz- und Leitungsband übersteigt. Für monochromatische Anregung kann die Absorption demnach nur an einer Stelle k_x^- erfolgen. Sie bewirkt die Erzeugung eines freien Elektrons im e2 Subband mit $m_s = -1/2$

und eines Lochs im e1 Subband mit $m_s = +1/2$. Das Elektron relaxiert durch Aussendung longitudinaler optischer Phononen $\hbar\omega_{lo}$ sehr schnell (siehe Abb. 1). Zurück bleibt ein Loch im e2 Subband an der Stelle k_x^- , was einen spinpolarisierten Nettostrom j_x in $-x$ -Richtung bedeutet. Für linkszirkular polarisierte Photonen läuft der Prozess spiegelbildlich ab, und erzeugt einen Nettostrom in $+x$ Richtung.

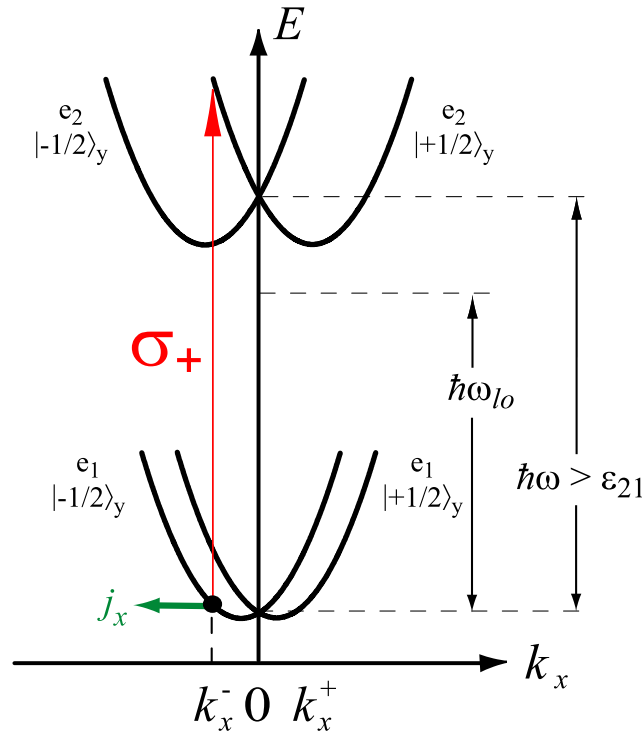


Abbildung 1: CPGE: Erzeugung eines spinpolarisierten Nettostroms durch direkte Intersubbandabsorption eines rechtszirkular (σ_+) polarisierten Photons

2.1.2 Spingalvanischer Effekt SGE

Der CPGE geht von ursprünglich gleichbesetzten Spinsubbändern aus. Die optische Anregung führt zur Ungleichbesetzung innerhalb der einzelnen Subbänder. Im Gegensatz dazu werden beim spingalvanischen Effekt (SGE) die Spinsubbänder im k -Raum ungleich besetzt (siehe Abb. 2a)). Dies kann auf

beliebige Weise, also auch durch optische Orientierung, erreicht werden. Jedes Spinsubband für sich ist dabei aber gleichmäßig bevölkert. Eine weitere Voraussetzung ist die Zugehörigkeit des Systems zu den gyrotropen Symmetrieklassen. Der Strom \mathbf{j} und der Spin \mathbf{S} sind dabei durch einen Pseudotensor zweiter Stufe $Q_{\lambda\mu}$ verbunden:

$$j_\lambda = \sum_\mu Q_{\lambda\mu} S_\mu. \quad (6)$$

Die Ungleichbesetzung der Spinsubbänder gleicht sich über spinumklappende Relaxationsprozesse wieder aus. Diese Prozesse laufen mit unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten ab, was in Abb. 2b) durch ungleich dicke Pfeile verdeutlicht wird. Dadurch werden die einzelnen Spinsubbänder jeweils ungleichmäßig besetzt, was zu einem netto-Gesamtstrom j_x führt. Die Ungleichbesetzungen relaxieren innerhalb der Subbänder weiter, sodaß der Strom durch Nachbesetzung aus dem anderen Spinsubband aufrechterhalten wird. Wenn die Ungleichbesetzung der beiden Spinsubbänder aufgebraucht ist (Abb. 2c)), verschwindet auch der spingalvanische Strom. Eine genauere Beschreibung findet sich in Kap. 5.3.3.

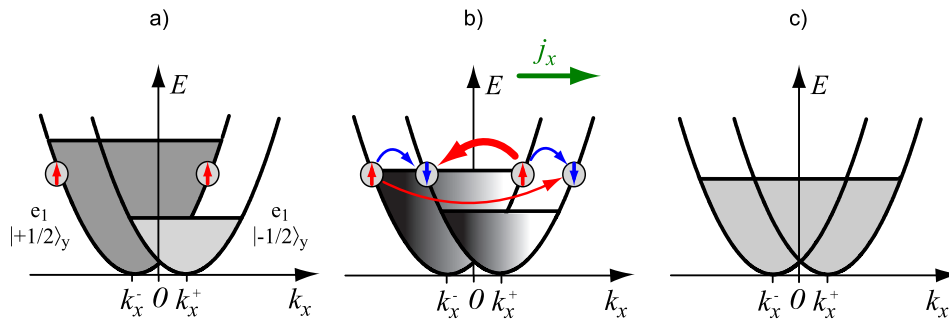


Abbildung 2: Mikroskopisches Modell des spingalvanischen Effekts.

2.1.3 Linear photogalvanischer Effekt LPGE

Während der CPGE und der SGE zirkular- oder elliptisch polarisiertes Licht benötigen um optisch angeregt zu werden, tritt der linear photogalvanische Effekt LPGE in homogenen Proben unter räumlich homogener Anregung mit

linearpolarisiertem Licht auf. Seine Entstehung beruht auf den Symmetrieeigenschaften der Proben und deren Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld. Diese Wechselwirkung führt dazu, daß sowohl Anregung im k -Raum als auch die Impulsrelaxation an Defekten oder Phononen asymmetrisch erfolgen [1].

Um die charakteristische Polarisationsabhängigkeit des LPGE beschreiben zu können, werden die Gleichungen aus der phänomenologischen Theorie für Photoströme in niederdimensionalen Strukturen abgeleitet. Nach [16, 15, 1] wird die linear photogalvanische Stromdichte \mathbf{j} phänomenologisch durch

$$j_{\lambda}^{LPGE} = \sum_{\mu\nu} \chi_{\lambda\mu\nu} (E_{\mu} E_{\nu}^* + E_{\nu} E_{\mu}^*) \quad (7)$$

beschrieben. Wobei \mathbf{E} die Amplitude des elektrischen Felds der einfallenden Welle und $\chi_{\lambda\mu\nu}$ ein Tensor dritter Stufe ist, der in den letzten beiden Indices symmetrisch ist. Der Index λ steht für die beiden Koordinaten x und y der Probenebene, während μ und ν über alle drei kartesischen Koordinaten summiert werden. Der LPGE tritt nur dann auf, wenn der Tensor χ nichtverschwindende Komponenten aufweist. Dies ist in den Materialien der piezoelektrischen Kristallklassen so, welche kein räumliches Inversionszentrum aufweisen.

Der LPGE verhält sich mikroskopisch wie eine Ratsche. Das Strahlungsfeld bewirkt eine periodisch oszillierende Bewegung der Ladungsträger und verursacht an sich noch keinen makroskopischen Stromfluss. Erst die Wechselwirkung dieser periodisch alternierenden symmetrischen Bewegung mit einem in die Probe eingebauten, räumlich periodischen, aber asymmetrischen Potential führt zur Auswahl einer Vorzugsrichtung und damit zu einem makroskopisch messbaren Strom. Das einfachste Beispiel eines solchen Wechselwirkungsprozesses ist die elastische Streuung der Ladungsträger [16]. Die Streuwahrscheinlichkeit $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ charakterisiert dabei den Streuprozess eines Teilchens mit dem Impuls \mathbf{k}' in den Zustand \mathbf{k} [17]. Im Falle elastischer Streuung erfüllt die Streuwahrscheinlichkeit die Bedingung

$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = W_{-\mathbf{k}',-\mathbf{k}}. \quad (8)$$

Erfolgt die Streuung an einem nichtzentrosymmetrischen Potential, wie es für den LPGE vorausgesetzt wurde, ist die Streuwahrscheinlichkeit nicht invariant

gegen die Substitution von $(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ durch $(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}')$. Demnach gilt

$$W_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \neq W_{-\mathbf{k}, -\mathbf{k}'} . \quad (9)$$

Zusammen ergeben die Gln. (8) und (9)

$$W_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \neq W_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} [1], \quad (10)$$

also eine Asymmetrie in der Streuwahrscheinlichkeit. Bildlich gesprochen bedeutet dies, daß die Wahrscheinlichkeit für den gleichen Streuprozess für zwei Ladungsträger, die sich lediglich im Vorzeichen ihrer Bewegungsrichtung unterscheiden, verschieden ist. Demnach können Streuprozesse in einem derart beschreibbaren System zu einem makroskopischen Stromfluss führen.

Aus Gl. (7) folgt damit nach [1] der linear photogalvanische Strom für die Anregung mit linearpolarisiertem Licht zu

$$\begin{aligned} j_x &\propto \sin 2\alpha , \\ j_y &\propto \cos 2\alpha . \end{aligned} \quad (11)$$

Für die Anregung mit elliptisch polarisiertem Licht gilt nach [15] unter Verwendung von Additionstheoremen

$$\begin{aligned} j_x &\propto \sin 4\varphi , \\ j_y &\propto \cos 4\varphi . \end{aligned} \quad (12)$$

2.2 Asymmetrien in Halbleiterstrukturen

Normalerweise sind die Energiebänder in Halbleitern spinentartet, das heißt Spin-Up und Spin-Down Ladungsträger bevölkern das selbe Band. Diese Spin-entartung basiert auf der gleichzeitigen Anwesenheit von räumlicher und zeitlicher Umkehrsymmetrie. Der Bruch dieser Symmetrien führt zur Aufhebung der Spinentartung, also zur Aufspaltung der Kramers-Doublets. Die Spin-Up und Spin-Down Subbänder trennen sich im k -Raum. Quanteneffekte in Halbleitern reagieren auf Abweichungen des Energiespektrums der Ladungsträger. Eine kleine Spinaufspaltung zum Beispiel kann schon zu messbaren Effekten

führen. Die photogalvanischen Effekte beruhen auf spinaufgespaltenen Energiebändern. Von der theoretischen Seite her äußern sich solche Spinaufspaltungen in \mathbf{k} -linearen Termen im effektiven Hamiltonian. Es gibt verschiedene Quellen für diese \mathbf{k} -linearen Terme, von denen hier die beiden wichtigsten beschrieben werden sollen: Die Volumeninversionsasymmetrie (BIA)¹ und die Strukturinversionsasymmetrie (SIA)².

Volumeninversionsasymmetrie führt Terme, die linear vom Wellenvektor \mathbf{k} abhängen in den 2D Hamiltonian ein. Diese Terme werden als Dresselhausterme bezeichnet und treten aufgrund der Abwesenheit eines Inversionszentrums im Volumenmaterial auf [1]. Rechnerisch stammen sie von \mathbf{k} -kubischen Termen im Hamiltonian des Volumenmaterials und tauchen bei der Berechnung der Erwartungswerte dieser kubischen Terme entlang der Quantisierungsachsen auf [18]. Der Beitrag der Strukturinversionsasymmetrie zur Aufhebung der Spinentartung wird durch die Asymmetrie der Heterostruktur verursacht und muß nicht mit der dem Kristallgitter verknüpft sein. Er äußert sich ebenfalls im Auftauchen \mathbf{k} -linearer Terme im Hamiltonian, welche zuerst von Rashba eingeführt wurden und deshalb Rashbaterme genannt werden [19].

Nach [1] kann der Beitrag der Dresselhaus- und Rashbaterme als Summe von symmetrischem und antisymmetrischem Produkt von Paulimatrix σ und Wellenvektor \mathbf{k} geschrieben werden:

$$H_{SO} = \sum_{lm} (\beta_{lm}^s \{\sigma_l k_m\} + \beta_{lm}^a [\sigma_l k_m]), \quad (13)$$

wobei β_{lm}^s und β_{lm}^a als symmetrische bzw. antisymmetrische Tensoren den BIA bzw. SIA Term repräsentieren.

¹engl. Bulk Inversion Asymmetry

²engl. Structure Inversion Asymmetry

3 Proben und Methoden

In dieser Arbeit wurden verschiedene Proben mit unterschiedlichen Methoden untersucht. Bei der Darstellung der einzelnen Ergebnisse wäre es hinderlich, auf die genauere Beschreibung der Proben und der verwendeten Techniken einzugehen, deshalb werden diese hier gesammelt dargestellt. Um die Möglichkeiten zur Anregung verschiedenster Effekte zu schaffen und spezielle Aspekte der einzelnen Phänomene näher zu beleuchten, wurden unterschiedliche Lasersysteme zur Erzeugung von Strahlung mit speziellen Charakteristika verwendet. Terahertzstrahlung aus optisch gepumpten Moleküllasern regt Intrasubbandübergänge an, wohingegen zur Anregung von Intersubbandübergängen kurzwelligeres mittelinfrarotes Licht aus CO₂ Lasern verwendet wird. Um spektrale Abhängigkeiten verfolgen zu können und die spezifischen Zeiten schneller Prozesse zu bestimmen, wurde der Freie Elektronen Laser FELIX genutzt.

3.1 Proben

3.1.1 GaN

Die meisten Experimente wurden auf Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN Heteroübergängen ausgeführt, die mit metallorganischer chemischer Dampfabscheidung (MOCVD) auf (0001) Saphirsubstrat gewachsen wurden. Die Dicke der AlGa_{0,3}N Schichten variierte zwischen 30 und 100 nm. Eine undotierte 33 nm dicke GaN Pufferschicht, die unter einem Druck von 40 Pa bei 550 °C gewachsen wurde, wird gefolgt von einer undotierten GaN Schicht (2,5 μm) bei 40 Pa und 1025 °C. Die nichtdotierte Al_{0,3}Ga_{0,7}N Barriere wurde bei 6,7 Pa und 1035 °C gewachsen. Die Mobilität der Elektronen im zweidimensionalen Elektronengas beträgt typischerweise ca 1200 cm²/Vs bei einer Elektronendichte von (1-1,4)×10¹³ cm⁻² bei Raumtemperatur. Um die Photoströme zu messen, wurden zwei Paare ohmscher Kontakte an den Mitten gegenüberliegender Probenseiten angebracht. Die Verbindungslinien der Kontakte verlaufen entlang der x und $y \parallel [11\bar{2}0]$ Achsen. GaN kristallisiert als Volumenmaterial in der hexagonalen Wurzitstruktur und gehört der C_{6v} Symmetriegruppe an. Die Punktsymmetrie von 2D Wurzitsystemen ist C_{3v} , was sich aufgrund der fehlenden Translation

entlang der Wachstumsrichtung z , beispielsweise verursacht durch die Anwesenheit von Grenzflächen, von der C_{6v} Symmetrie des GaN-Volumenmaterials unterscheidet. Das Koordinatensystem x, y, z , das im experimentellen Aufbau und zur Beschreibung der Stromrichtungen verwendet wird, liegt so, daß die Ebene (yz) mit einer der Spiegelebenen σ_v der C_{3v} Gruppe zusammenfällt.

3.1.2 GaAs und SiGe

Zur Realisierung des Detektoraufbaus (Kapitel 6) wurden andere Materialien verwendet. Die ersten beiden Detektionseinheiten (U1) und (U2) sind aus GaAs- und SiGe-Quantentrogstrukturen hergestellt. Beide wurden mit Molekularstrahlepitaxie auf (113)-orientiertes Substrat aufgewachsen, um die Voraussetzung für photogalvanische Effekte bei senkrechtem Lichteinfall zu schaffen [1]. Im Terahertzbereich sind diese ersten beiden Einheiten praktisch transparent, und können deshalb zur simultanen Beleuchtung mit demselben Laserstrahl hintereinander angeordnet werden. Das Element U1 ist eine MBE-gewachsene p -GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{GaAs}_{0.7}$ Struktur aus 20 Quantentrögen von 10 nm Breite mit einer freien Lochdichte von $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pro Quantentrog. Das Element U2 besteht aus einem einzelnen MBE-gewachsenen Si/ $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ /Si Quantentrog von 5 nm Breite. Die Trogstruktur weist eine Ladungsträgerdichte von ca. $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf und ist einseitig mit Bor dotiert. Beide Detektorelemente sind quadratisch mit einer Größe von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ und verfügen über ein Paar ohmscher Kontakte, die mittig an gegenüberliegenden Seiten entlang der kristallographischen $[1\bar{1}0]$ Achse angebracht sind (siehe Abb. 30).

Als letztes Element (U3) wird ein Photon-drag Detektor benutzt. Er besteht aus einem Ge:Sb Zylinder von 5 mm Durchmesser und 30 mm Länge mit planparallelen Endflächen und ringförmigen, elektrischen Kontakten an beiden Enden. Die Dotierstärke beträgt ungefähr 10^{14} cm^{-3} .

3.2 Erzeugung der anregenden Strahlung

3.2.1 Der CO₂-Laser

Zur Anregung im mittelinfraroten Spektrum, bei 9,2 - 10,8 μm , wird die Emission eines kommerziell erhältlichen TEA³-CO₂-Lasers verwendet. Diese Laserquelle wird normalerweise industriell genutzt und ist im mittelinfraroten Bereich weit verbreitet. Der CO₂-Laser wird gepulst betrieben, die Pulse werden von der Meßelektronik ausgelöst. Die elektrische Gasentladung, die den CO₂-Laser pumpt, ruft starke elektromagnetische Störungen hervor, die den Betrieb elektronischer Geräte extrem erschweren. Deshalb befindet sich der CO₂-Laser in einem Faraday-Käfig. Normalerweise emittiert er ein Spektrum von Linien im mittleren Infrarotbereich (MIR) zwischen 9,2 μm und 10,8 μm . In Abbildung 3 sind diese Linien schematisch dargestellt. Sie entstehen durch Rotationsaufspaltung der Normalschwingungen des CO₂-Moleküls. Zur Einstellung

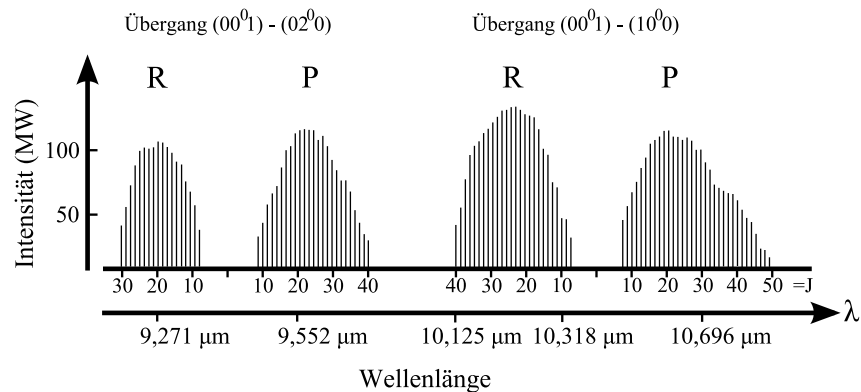


Abbildung 3: *Emissionsspektrum des CO₂-Lasers. Die einzelnen Normalschwingungen des CO₂-Moleküls sind rotationsaufgespalten.*

einzelner Linien ist an der dem Auskoppelspiegel gegenüberliegenden Seite anstatt eines festen Spiegels ein elektronisch steuerbares Echelette-Spiegelgitter eingebaut. Die ausgekoppelte Strahlung ist linearpolarisiert. Weitere charakteristische Eigenschaften des TEA CO₂ Lasers sind relativ große Intensitätsschwankungen von Puls zu Puls sowie seine sehr große Intensität. Während

³Transversely Excited Atmospheric pressure

die große Intensität von Vorteil ist, oder durch Absorber abgeschwächt werden kann, sind die Intensitätsschwankungen manchmal ein Grund auf ein anderes Lasersystem zu wechseln.

3.2.2 Der Q-Switch-Laser

Ein Weg zur Erzeugung von Pulsen konstanter Intensität im mittelinfraroten Bereich ist die Verwendung eines Q-Switch Lasers. Der Aufbau eines Q-Switch Lasers folgt in großen Teilen dem eines längsangeregten Dauerstrichgasentladungslasers. Im Unterschied zu diesem befindet sich zwischen dem aktiven Medium und dem Auskoppelspiegel jedoch die Q-Switch Einheit. Diese arbeitet zyklisch und sorgt dafür, daß der Strahlengang nur während einer kurzen Zeit in jedem Zyklus freigegeben ist. Damit wird auch die Resonanzbedingung nur in diesem kurzen Zeitraum erfüllt. Der Laser sendet also kurze Pulse aus, die von wesentlich längeren Pausen unterbrochen werden, in denen das aktive Medium jedoch weiter gepumpt und im oberen Laserniveau ein großer Besetzungsüberschuss erzeugt wird. Somit gibt der Q-Switch Laser kurze Pulse mit höherer Leistung ab, als ein entsprechender Dauerstrichlaser. Q-Switch Laser sind in der Forschung weit verbreitet, deshalb gehört das Auswerten ihrer Strahlung auch zum Anforderungskatalog an einen Polarisationsdetektor (siehe Kap. 6).

3.2.3 Der gepulste Ferninfrarotlaser

Zur Untersuchung von Effekten, die auf Intrasubbandanregung beruhen, ist eine leistungsstarke Ferninfrarotquelle nötig. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein optisch gepumptes Moleküllasersystem aufgebaut, das Lichtpulse diskreter Linien zwischen $35\text{ }\mu\text{m}$ und $496\text{ }\mu\text{m}$ mit Intensitäten von bis zu 1600 kW/cm aussenden kann.

Der Ferninfrarotlaser ist in Abbildung 4 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem Glaszylinder von ca. 1 m Länge und 8 cm Durchmesser. An seinen Enden befinden sich sphärische Hohlspiegel aus vergoldetem Kupfer mit einem Kugelradius von einem Meter. Durch diese Anordnung stellt der Aufbau einen annähernd konfokalen Resonator dar. Die beiden Spiegel weisen je

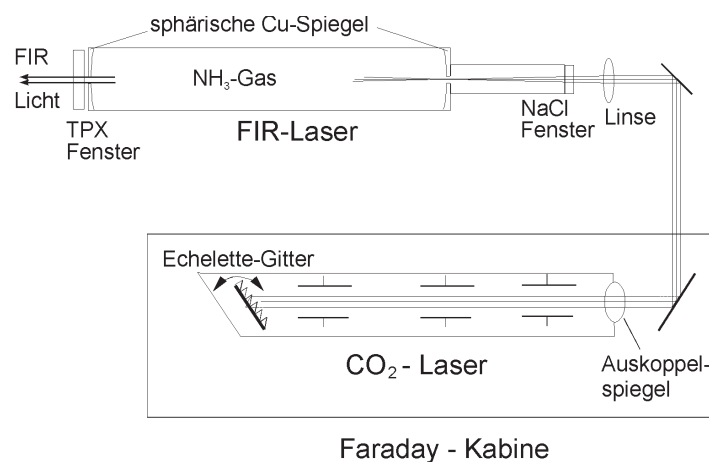


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Lasersystems. Die Wellenlänge des CO₂ Lasers kann über das Echelette-Gitter durch die Meßelektronik eingestellt werden. Der Strahl des CO₂-Lasers wird in die Einkoppelbohrung des FIR-Resonators fokussiert und pumpt den FIR-Laser. Der FIR-Strahl wird durch eine Bohrung im linken Cu-Spiegel und ein TPX-Fenster ausgekoppelt.

eine zentrale Bohrung auf. Diese hat einen Durchmesser von 4 mm auf der Einkoppelseite und 7 mm auf der Auskoppelseite. Als Pumpquelle für den Ferninfrarotlaser wird derselbe CO₂ Laser verwendet, der auch die Strahlung zur Messung im mittelinfraroten Bereich zur Verfügung stellt. Die Polarisation des FIR Strahls kann parallel oder senkrecht zur Polarisation des Pumpstrahls sein. Im Ferninfrarotlaser regt jede der diskreten Linien des CO₂-Lasers eine bestimmte Molekülschwingung und damit auch eine bestimmte Laserfrequenz an. Das CO₂-Licht wird mit einer BaF₂-Linse in die Einkoppelbohrung fokussiert. Um den Resonator gasdicht abzuschließen, wird auf der Einkoppelseite ein NaCl-Fenster verwendet. Obwohl es für das MIR-Licht nahezu vollständig transparent ist, würde es doch von der hohen Intensität am Brennpunkt beschädigt. Deshalb ist es, wie in Abbildung 4 zu erkennen ist, mittels eines zweiten Glaszylinders ca. 30 cm vom Brennpunkt des MIR-Lichts weggerückt. Auf der Auskoppelseite befindet sich der Abschluß direkt hinter dem Kupferspiegel durch ein TPX⁴-Fenster, das für den gewünschten Ferninfrarotbereich eine hohe Transparenz aufweist. Der Resonator ist mit Ammoniak (NH₃), Me-

⁴4-Methylpenthen-1

Medium	λ [μm]	Intensität	Pulsenergie	Photonenenergie
NH ₃	35	120 kW/cm ²	0,48 mJ	35,4 meV
NH ₃	76	600 kW/cm ²	2,4 mJ	16,3 meV
NH ₃	90	1200 kW/cm ²	4,8 mJ	13,8 meV
NH ₃	148	1600 kW/cm ²	6,4 mJ	8,4 meV
NH ₃	280	500 kW/cm ²	2,0 mJ	4,4 meV
D ₂ O	385	5 kW/cm ²	1,0 mJ	3,2 meV
CH ₃ F	496	10 kW/cm ²	0,5 mJ	2,5 meV

Tabelle 1: *Laserlinien des Terahertzlaser. Die Intensitäten sind die stärksten, die im FIR Bereich weltweit erreicht werden. Die Pulsenergie ist aufgrund der kurzen Dauer eines einzelnen Pulses von ca. 100 ns gering.*

thylfluorid (CH₃F) oder schwerem Wasser (D₂O) als laseraktivem Gas gefüllt (siehe Tab. 1). Die Ferninfrarotstrahlung wird (hier am Beispiel des NH₃ erklärt) folgendermaßen erzeugt: Die MIR-Strahlung aus dem CO₂-Laser regt Moleküle des NH₃-Gases in einen Rotationszustand an, der in einem Vibrationszustand über dem Grundniveau liegt. Die stimulierte Laseremission erfolgt durch Übergänge zwischen den Rotationszuständen dieses höherliegenden Vibrationsniveaus.

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Wellenlängen der entstehenden FIR-Strahlung, die jeweilige Intensität und die Puls- und Photonenenergien. Es können Wellenlängen zwischen 35 μm und 280 μm erzeugt werden. Die Intensität der Strahlung ist für einen FIR-Laser sehr hoch und wird weltweit nicht übertroffen.

3.2.4 Dauerstrich FIR Laser

Zur Untersuchung des Verhaltens des Detektorsystems (Kap. 6) bei der technologisch wichtigen 118 μm Laserlinie wurde ein kommerzieller optisch gepumpter Methanol-Dauerstrichlaser verwendet. Er erreicht eine Lichtleistung von ca. 100mW bei 118 μm . Die Pumpstrahlung stammte aus einem Dauerstrich-CO₂-Laser. Die Messungen erfolgten durch lock-in-Verstärker mit rauscharmen

Vorverstärkern. Dazu wurde der Laserstrahl mittels eines mechanischen Zerkhackers periodisch unterbrochen. Die geometrische Anordnung der Laserelemente ist der des gepulsten FIR Lasers ähnlich und wird deshalb hier nicht weiter beschrieben.

3.2.5 Der Freie Elektronen Laser FELIX

Da die Moleküllaser nur wenige diskrete Linien erzeugen können, sind mit diesen Systemen Wellenlängenabhängigkeiten nur schwer zugänglich. Des weiteren beschneidet die Pulslänge von ca. 100 ns die Möglichkeiten zur Bestimmung kurzer Relaxationszeiten. Aus diesen Gründen wurde eine Zusammenarbeit mit dem FOM-Instituut voor Plasmafysica Rijinhuizen in Nieuwegein in den Niederlanden angestrebt und erreicht. Dies ermöglichte die Verwendung des Freien Elektronen Lasers FELIX (**F**ree **E**lectron **L**aser for **I**nfrared **eX**periments) für einige Experimente. Dabei kam die gute Frequenzabstimmbarkeit des FELIX und die kurze Dauer seiner Pulse zum Tragen. Die Strahlung in einem Freien Elektronen Laser wird beim Durchgang relativistischer Elektronen durch ein Magnetfeld erzeugt, das seine Richtung räumlich-periodisch umkehrt. Dabei sind die Magneten mit wechselnder Polarität in einem Undulatorsystem angeordnet, wie in Abb. 5 beschrieben. Die Wellenlänge λ der Strahlung hängt dabei wie

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_u}{2} \left(\frac{eU}{m_0 c^2} \right)^2 (1 + K^2) \quad (14)$$

von der Elektronengeschwindigkeit ab [20]. Dabei ist λ_u die Periode des Magnetfelds im Undulator, K eine dimensionslose Konstante, die die Magnetfeldstärke beschreibt und $\left(\frac{eU}{m_0 c^2} \right)^2$ das Verhältnis von relativistischer- und Ruheenergie des Elektrons, also ein Maß für dessen Geschwindigkeit. Beim FELIX werden die Elektronenenergien in diskreten Stufen verändert, und die Wellenlänge dann durch die Stärke des Undulatorfelds bestimmt. Dies geschieht einfach durch die Variation des Abstands der Magnetpole. In Abb. 6 sind die durchschnittlichen Pulsleistungen des FELIX für verschiedene Elektronenenergien als Funktion der Wellenlänge dargestellt.

Eine weitere wichtige Eigenschaft des FELIX ist die kurze Dauer der Laserpulse [21]. Für die Messungen zu dieser Arbeit operierte FELIX im Spektralbereich

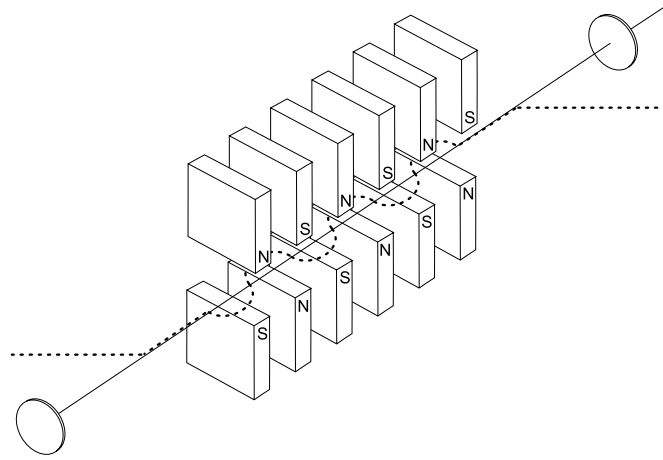


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Undulatorsystems. Der relativistische Elektronenstrahl wird von links in das Magnetsystem gelenkt. Dort wird er periodisch in wechselnde Richtung beschleunigt und erzeugt Strahlung im ferninfraroten Bereich. Der Resonator wird von den beiden Spiegeln rechts und links gebildet.

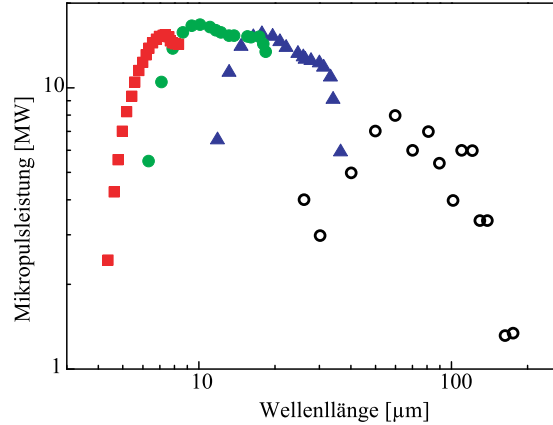


Abbildung 6: Durchschnittliche Leistung eines FELIX Mikropulses als Funktion der Wellenlänge für verschiedenen Elektronenenergien. Bei jeder Elektronenenergie wird die Wellenlänge durch die Veränderung des Undulatorabstands eingestellt. Punkte gleicher Form sind bei gleicher Elektronenenergie gemessen.

zwischen $70 \mu\text{m}$ und $120 \mu\text{m}$. Die Pulse wurden 3 ps lang und im Abstand von 40 ns gewählt. Mehrere solcher Pulse waren zu Zügen oder Makropulsen von

5 μs Dauer zusammengefasst, die mit einer Rate von 5 Hz wiederholt wurden.

3.3 Optischer Aufbau

Der prinzipielle Aufbau der Optik ist bei allen Experimenten ähnlich, gleich aus welcher Quelle die Strahlung kommt. Direkt nach der Quelle wird ein Teil der Strahlung zur Intensitätsnormierung abgeleitet, um die Ergebnisse verschiedener Messungen vergleichbar zu machen. Danach schließt sich die Optik zur Umwandlung von linearpolarisiertem in zirkularpolarisiertes Licht oder zur Drehung des Polarisationsvektors an. Eventuell folgt eine Reihe von Abschwächern zur Intensitätsverkleinerung. In Abbildung 7 ist stellvertretend der Aufbau für den gepulsten Ferninfrarotlaser dargestellt.

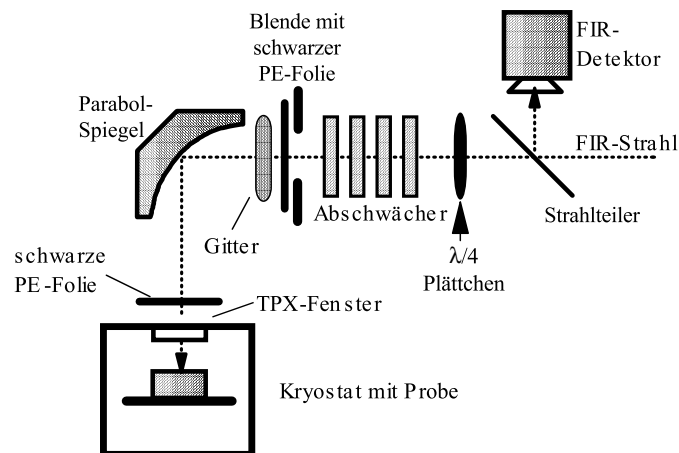


Abbildung 7: *Optischer Aufbau der Experimente am gepulsten Ferninfrarotlaser. Der FIR-Strahl trifft direkt nach dem Resonator auf einen Strahlteiler, der einen Teil des Lichts in einen Referenzdetektor leitet. Der Hauptanteil geht durch ein $\lambda/4$ -Plättchen, evtl. eine Reihe von Abschwächern, eine schwarze Polyethylenfolie zur Absorption der restlichen MIR-Strahlung und am Ende ggf. durch einen Linearpolarisator. Danach wird das FIR-Licht mit einem Parabolspiegel auf die Probe fokussiert. Die einzelnen, optisch aktiven Komponenten können je nach Bedarf ein- und ausgebaut werden.*

Zum Schluß wird der Strahl von einem parabolischen Spiegel seitlich abgelenkt und auf die Probe fokussiert. Diese befindet sich dabei in Raumluft bei Raum-

temperatur, bei Messungen mit Magnetfeld zwischen den Polschuhen eines konventionellen Elektromagneten, oder in der Probenkammer eines Magnetkryostaten mit supraleitenden Magnetspulen und variabler Probentemperatur.

3.3.1 Elliptisch polarisiertes Licht

Um elliptisch- und speziell zirkularpolarisiertes Licht zu erhalten wird der ursprünglich linearpolarisierte Terahertzlaserstrahl mit einem $\lambda/4$ -Plättchen aus Kristallquarz elliptisch polarisiert. Beim Licht des CO_2 -Lasers wird an dessen Stelle ein Fresnel Rhombus verwendet, der jedoch in der Anwendung gleich zu bedienen ist, in [22] genau beschrieben ist und deshalb hier nicht mehr gesondert erklärt wird. Das $\lambda/4$ -Plättchen ist so, wie in Abbildung 8 dargestellt, in den Strahlengang eingebaut. Die Helizität P_{circ} des eingestrahnten Lichts wird

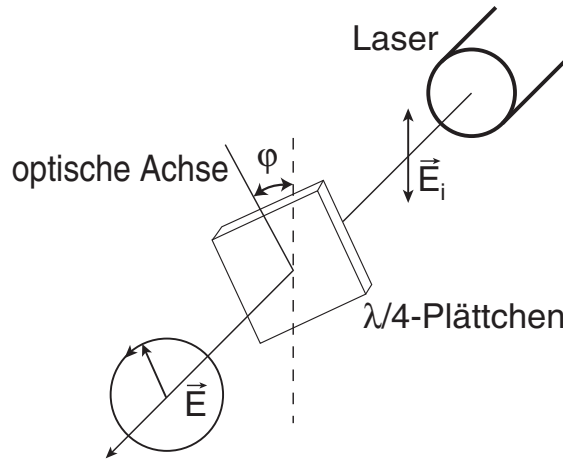


Abbildung 8: Schematische Darstellung des $\lambda/4$ -Plättchens im Strahlengang. Für $\varphi = 45^\circ$ bzw. $\varphi = -135^\circ$ ist die Strahlung rechts- bzw. linkszirkular polarisiert. Der Winkel φ ist der Winkel zwischen dem ursprünglichen, elektrischen Feldvektor E_i des Laserlichts und der optischen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens.

durch Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens entsprechend $P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi$ variiert, wobei φ der Winkel zwischen der ursprünglichen Polarisationssebene des linear polarisierten Lichts und der optischen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens ist. Für $\varphi = n \cdot \pi/2$ (n ganzzahlig) ist die Strahlung linearpolarisiert. Der Zusammenhang zwischen φ und der Elliptizität ist in Abb. 9 graphisch dargestellt. Zirkulare Polarisation

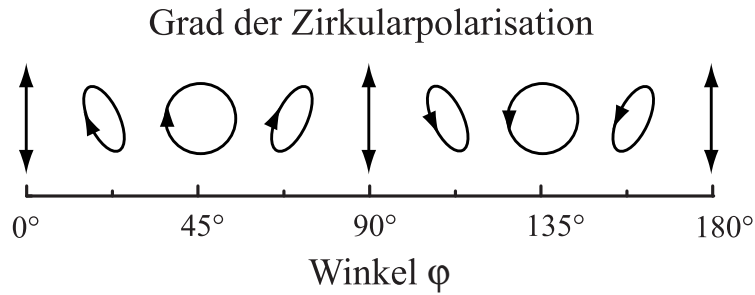


Abbildung 9: *Elliptizitätszustand des Lichts, von der Strahlungsquelle aus gesehen, in Abhängigkeit vom Phasenwinkel φ .*

wird mit $\varphi = (2n+1) \cdot (\pi/4)$ erreicht, wobei $n = 0$ sowie gerade n rechtszirkular polarisierte Strahlung (σ_+) und ungerade n linkszirkular polarisierte Strahlung (σ_-) ergeben.

3.3.2 Linearpolarisiertes Licht

Bei einigen Messungen wird der Polarisationsvektor des bereits linearpolarisierten Lichts des Lasers durch eine Halbwellenplatte gedreht, die aus x -cut Kristallquarz geschnitten ist. Dies ermöglicht es, den Azimutwinkel α von 0° bis 180° zu drehen. Die Rotation der Halbwellenplatte um den Winkel $\alpha/2$ zwischen der ursprünglichen Linearpolarisation und der optischen Achse der Platte (c -Achse) führt zu einer Rotation der Polarisationssebene des linearpolarisierten Lichts um den Winkel α . In Abb. 10 ist die Richtung des Polarisationsvektors, wie er von der Strahlungsquelle aus gesehen wird, dargestellt.

Eine andere Möglichkeit zur Drehung der Polarisationssebene ist ein Zirkularpolarisator mit nachgeschaltetem drehbarem Gitter. Bei den Mittelinfraroten Wellenlängen ist dies die einzige verwendete Vorgehensweise. Um die Richtung der Polarisationssebene variieren zu können, wird der Linearpolarisator hinter dem $\lambda/4$ -Plättchen oder Fresnel Rhombus platziert (siehe Abbildung 7). Das zirkularpolarisierte Licht weist alle komplanaren Komponenten des elektrischen Strahlungsfelds \mathbf{E} mit gleicher Stärke auf. Da die verwendeten Wellenlängen groß gegenüber der Gitterkonstante g des Metallgitters sind, reflektieren die parallelen Drähte die Komponente E_{\parallel} parallel zur Richtung der Drähte voll-

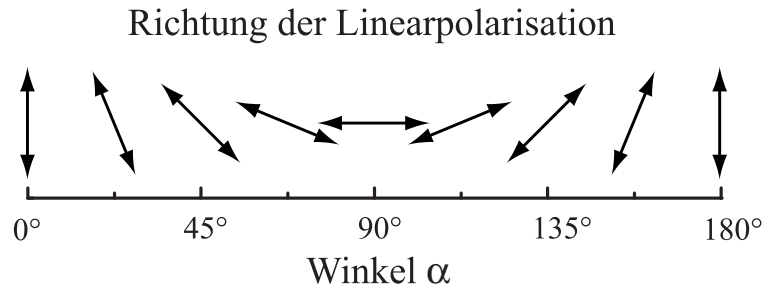


Abbildung 10: *Richtung des Polarisationsvektors für verschiedene Winkel α , von der Strahlungsquelle aus gesehen.*

ständig und transmittieren E_{\perp} senkrecht zu den Drähten. Das Gitter bewirkt eine linearpolarisierte Strahlung mit einer Polarisationssebene senkrecht zu den Gitterdrähten. Durch Drehung des Gitters läßt sich der Winkel α ($0^{\circ} - 360^{\circ}$) einstellen.

3.4 Elektronische Auswertung

Die Auswertung der Messsignale unterscheidet sich für die verschiedenen Lasertypen (Pulslaser, Q-Switch Laser oder FEL) naturgemäß in einigen Parametern. Eine genaue Auflistung aller Auswertungsmethoden würde jedoch vom eigentlichen Thema der Arbeit wegführen. Deshalb soll hier lediglich exemplarisch der Messvorgang am Pulslaser (MIR oder FIR) erläutert werden.

Der Photostrom j wurde bei Raumtemperatur über den Spannungsabfall an einem $50\ \Omega$ -Lastwiderstand in einem geschlossenen Stromkreis (siehe Abbildung 11) mit einem Speicheroszilloskop gemessen. Dabei wurde keine externe Vorspannung an die Proben angelegt. Da der Laser im Pulsbetrieb arbeitet, müssen die Signale zur richtigen Zeit gemessen werden, d.h. der Laser und der Meßaufbau müssen getriggert werden. Die gemessenen Signale werden außerdem verstärkt und vom Computer gemittelt. Hierzu ist ein umfangreicher Aufbau notwendig (Abbildung 12). Der gesamte Meßprozeß wird von einem PC gesteuert. Er verfügt über einen Digital-Analog-Konverter (DAC) und eine GPIB⁵-Schnittstelle. Von der im Rahmen dieser Doktorarbeit ent-

⁵General Purpose Interface Bus

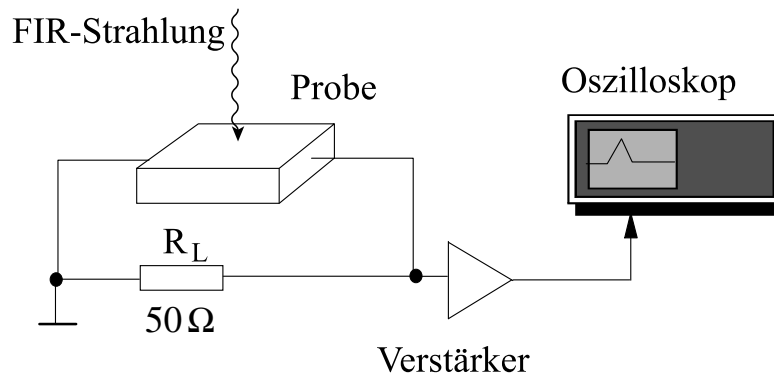


Abbildung 11: Die Proben sind so beschaltet, daß der entstehende Strom in einem geschlossenen Stromkreis fließen kann. Gemessen wird dabei die Spannung, die an einem in den Stromkreis eingebauten $50\ \Omega$ Widerstand abfällt. Sie wird verstärkt und mit einem Speicheroszilloskop aufgezeichnet.

wickelten Steuersoftware *MEPU* wird für jede Einzelmessung ein Steuerimpuls durch den DAC zum Steuergerät des CO_2 -Lasers übermittelt. Da sich dieses im Faraday-Käfig befindet, und das Austreten elektromagnetischer Störungen über die Steuerleitungen verhindert werden muß, geschieht die Übermittlung rein optisch über ein Glasfaserkabel. Das Steuergerät löst einen Puls des CO_2 -Lasers aus. Direkt außerhalb des Faraday-Käfigs wird ein kleiner Anteil des CO_2 -Lichts in einen Detektor geleitet und dient so zur Erzeugung des Triggersignals für das Speicheroszilloskop, welches das Meß- und Referenzsignal aufnimmt. Das Referenzsignal stammt von einem PD5F-FIR-Detektor und wird vor dem Oszilloskop mit einem AD 50-PD-Verstätärker⁶ verstärkt, das Meßsignal mit einem GPD-50 Ω ⁷. Die gemessenen Signale werden dann vom PC über die GPIB-Schnittstelle ausgelesen und auf ein sicheres Netzwerkshare geschrieben. Dabei werden sowohl die reinen Oszilloskopdaten, als auch gemittelte Maximal- und Minimalspannungen gespeichert. Außerdem steuert die Meßsoftware die Bewegung der Polarisatoren und bei Messungen unter Magnetfeldeinfluß die Netzteile der Elektromagneten. Die Istwerte des Magnetfelds sowie die Dreh-

⁶Ein für die Detektoren der PD-Serie entwickelter Verstätärker: Eingangswiderstand $700\ \Omega$, maximale Ausgangsspannung $1,6\text{V}$, Anstiegszeit 5ns .

⁷Der GPD-50 Ω hat einen festen Eingangswiderstand von $50\ \Omega$, eine maximale Ausgangsspannung von $\pm 1,5\text{V}$ und eine Anstiegszeit von 5ns .

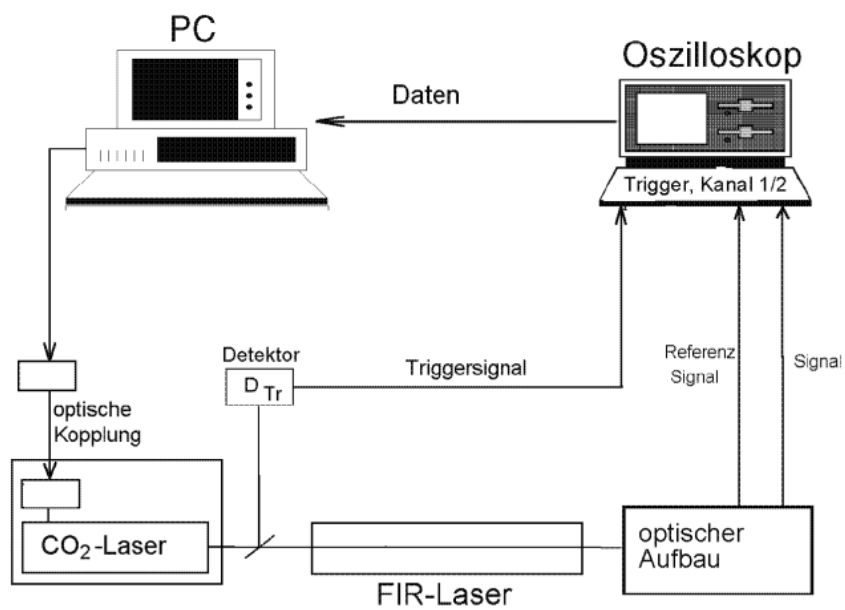


Abbildung 12: Aufbau der Meßelektronik. Der PC löst über eine optische Triggerleitung den Puls des CO₂-Lasers aus. Ein kleiner Teil des CO₂-Strahls wird detektiert und triggert das Speicheroszilloskop, welches die Signale, die von Referenzdetektor und Probe kommen, aufzeichnet. Anschließend liest der PC die Daten des Oszilloskops aus, verarbeitet und speichert sie.

winkel der Polarisatoren werden mit den gemessenen Daten gespeichert. Diese Automatisierung der Meßprozesse brachte bei den Messungen an den PulsLasern einen wesentlichen Gewinn an Genauigkeit, da einerseits die Anzahl der Messwerte ohne zusätzlichen Arbeitsaufwand stark gesteigert werden konnte und andererseits die PulsLaser durch die schnelle Verstellung der Winkel der Polarisatoren mit konstanter Frequenz feuern, und somit wesentlich konstantere Pulsenergien erzeugen als bei gelegentlichen Einzelschüssen.

4 Photogalvanische Effekte in GaN

Galliumnitrid ist ein vielversprechender Halbleiter für die Spintronik, da in diesem Material lange Spinrelaxationszeiten nachgewiesen wurden [23] und bei Mangandotierung erwartet wird, daß es mit einer Curietemperatur über der Raumtemperatur ferromagnetisch wird [24]. Kürzlich wurde gezeigt, daß in niederdimensionalen GaN/AlGaN Strukturen eine erhebliche Rashba-Spinaufspaltung in der Bandstruktur vorliegt, welche die Möglichkeit eröffnet, Spins mit einem externen elektrischen Feld zu beeinflussen [25]. Die Rashba-Spinaufspaltung aufgrund einer Strukturinversionsasymmetrie wird in breitbandigen zinkblendestrukturierten Halbleitern nicht erwartet. In Wurzitartigen GaN Heterostrukturen wird sie durch einen großen piezoelektrischen Effekt, der zu einem starken eingebauten elektrischen Feld am GaN/AlGaN (0001) Übergang führt und durch einen starken polarisationsinduzierten Dotiereffekt hervorgerufen [26, 5].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden photogalvanische Effekte erstmals in Galliumnitridstrukturen nachgewiesen. Diese wurden detailliert experimentell untersucht und werden im folgenden Kapitel beschrieben. Im Rahmen einer Kooperation entstanden in der Arbeitsgruppe von Ivchenko am A.F.Joffe Institut in St. Petersburg parallel dazu phänomenologische und mikroskopische, theoretische Beschreibungen der photogalvanischen Effekte in Galliumnitridstrukturen. Diese werden hier ebenfalls vorgestellt.

4.1 Zirkular photogalvanischer Effekt in GaN

Es wurde beobachtet, daß die Beleuchtung von (0001) AlGa_xN_{1-x}/GaN Heteroübergängen mit zirkularpolarisiertem Licht unter Schrägeinfall, wie sie auf der linken Seite von Abb. 13 dargestellt ist, ein Photostromsignal erzeugt. Der gemessene Strom folgt dem zeitlichen Verlauf der eingestrahnten 40 ns langen Laserpulse, wie es in Abb. 13 für zwei verschiedene Polarisationszustände dargestellt ist. Der Strom kehrt seine Richtung um, wenn das Vorzeichen der Helizität der Strahlung verändert wird. Die Tatsache, daß der Strom zur Helizität proportional ist, belegt den zirkular photogalvanischen Effekt als Ursache des Photostroms [1]. Um eine Verknüpfung des Photostroms j mit der Helizi-

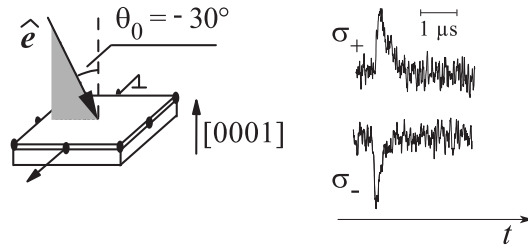


Abbildung 13: Geometrie von Einstrahlrichtung und Kontakten (links) und Stromantwort des GaN Heteroübergangs und deren zeitliche Struktur für rechts- und linkszirkularpolarisierte Strahlung (rechts).

tät P_{circ} nachzuweisen, wurden in detaillierteren Messungen der Phasenwinkel φ kontinuierlich von 0° bis 180° verändert. Abb. 14 zeigt Ergebnisse dieser Untersuchungen. Es wird klar, daß $j \propto P_{circ} = \sin 2\varphi$, wie es in den Gln. (2) und (3) für den CPGE beschrieben wurde.

Das Stromsignal, das von der Helizität des anregenden Lichts abhängt, wurde nur unter Schräganregung beobachtet. Der Strom verschwindet bei senkrechtem Einfall und ändert seine Polarität. Er fließt immer senkrecht zur Richtung der Lichtausbreitung und ändert seine Stärke nicht, wenn die Probe um die Wachstumsachse gedreht wird. Alle charakteristischen Eigenschaften bleiben von 77 bis 300 K erhalten. Die beobachteten Photoströme sind in der selben Größenordnung wie diejenigen in GaAs, InAs oder SiGe Quantentrögen [27]. In Kapitel 4.1.1 wird eine speziell auf die Struktur des verwendeten GaN Materials abgestimmte Theorie vorgestellt werden.

Der CPGE wurde bei allen verwendeten Wellenlängen zwischen 9 und $496 \mu m$ beobachtet. Die Daten in Abb. 14 zeigen ihn für eine Wellenlänge von $10,6 \mu m$ bei Anregung durch einen Q-Switch Laser. Während die Signatur des Stroms für alle Wellenlängen gleich bleibt, ist seine Stärke jedoch Wellenlängenabhängig (siehe Abb. 15). Die spektrale Abhängigkeit des CPGE im THz ($\lambda \geq 77 \mu m$) Bereich stimmt mit dem erwarteten Verhalten des CPGE für indirekte (drudeartige) Übergänge überein. Der abrupte, resonanzartige Anstieg des Signals bei kurzen Wellenlängen (Inset Abb. 15a)) kann nicht mit diesem Mechanismus erklärt werden. Diese spektrale Abhängigkeit kann resonanten, optischen

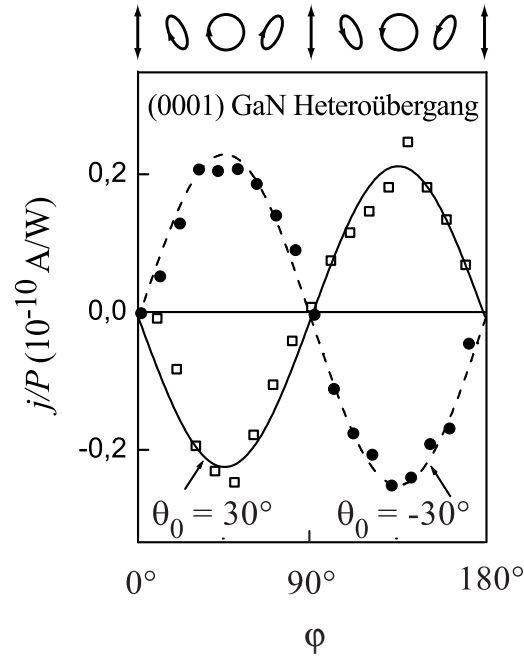


Abbildung 14: *Photostrom im GaN Heteroübergang, normalisiert auf die Strahlleistung P als Funktion des Phasenwinkels φ , der die Helizität bestimmt. Die dargestellten Messungen wurden bei Raumtemperatur und unter Bestrahlung mit Licht eines Q-Switch CO_2 Lasers der Wellenlänge $\lambda = 10,61 \mu\text{m}$ durchgeführt. Der Strom j_x wurde senkrecht zur Lichtausbreitungsrichtung gemessen. Der Einfallswinkel betrug $\theta_0 = \pm 30^\circ$. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien zeigen höhenskalierte Fits nach den Gln. (16)-(19).*

Übergängen zwischen dem Grund- und ersten angeregten Zustand zugeschrieben werden. Diese Interpretation wird auch durch Messungen an einer anderen GaN Probe am Freie Elektronen Laser FELIX bestätigt, die in Abb. 15b) dargestellt sind. Sie zeigen einen resonanzartigen Verlauf mit einem Vorzeichenwechsel. Spektroskopische Daten sind für GaN Heteroübergänge noch nicht verfügbar. In der Abschätzung eines dreieckigen Quantentrogs sollte der Energieabstand zwischen den beiden niedrigsten Quantentrögen jedoch ca. 150 meV betragen. Dieser Wert liegt knapp über den verwendeten Photonenenergien. Der tatsächliche Querschnitt des Heteroübergangs ist aber nichtlinear und die Stärke des elektrischen Felds sinkt drastisch, wenn der Abstand zur Oberflä-

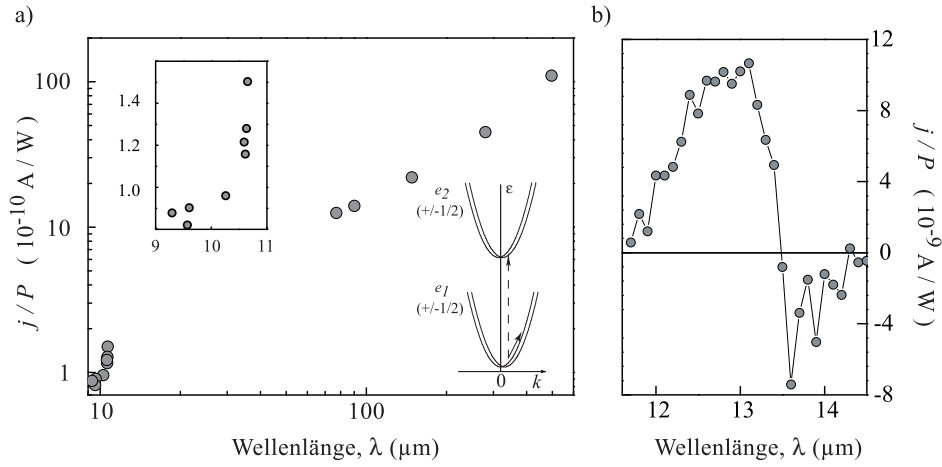


Abbildung 15: *Spektrale Abhängigkeit des CPGE Stroms im GaN Heteroübergang bei Raumtemperatur. Im linken Teilbild sind Daten aus Messungen mit gepulsten Moleküllasern zu sehen, im rechten solche aus Messungen am FELIX. Die Ergebnisse in den Teilbildern a) und b) wurden auf unterschiedlichen Proben gemessen, und sind daher nicht quantitativ vergleichbar. Die Skizze in Teilbild a) zeigt mögliche optische Übergänge im k -Raum.*

che steigt. Ein genauerer Vergleich würde eine selbstkonsistente Lösung der Schrödinger- und Poissongleichungen voraussetzen. Zusätzlich zu dem CPGE Strom der senkrecht zur Lichtausbreitungsrichtung gemessen wurde, wurde auch ein Strom parallel zur Projektion der Lichtausbreitung auf die Ebene des Heteroübergangs gemessen. Dieses Signal hat die selbe Stärke und das selbe Vorzeichen für rechts- und linkszirkularpolarisiertes Licht und wird dem linear photogalvanischen Effekt, der in Kapitel 4.2 gesondert behandelt wird, und dem Photon Drag Effekt zugeschrieben [27].

4.1.1 Phänomenologie

Der CPGE ist nur in gyrotropen Medien möglich, in denen eine lineare Beziehung zwischen einem Polarvektor (\mathbf{j} , \mathbf{k}) und einem Axialvektor (Photonendrehimpuls, Elektronenspin) durch die Symmetrie erlaubt ist. GaN Volumenmaterial gehört zu der Gruppe der wurzitartigen Halbleiter, welche gyrotro-

pisch ist. Dies wird dadurch verursacht, daß die Kristallstruktur im Gegensatz zu III-V Volumenkristallen eine c -Achse aufweist. Rashba sagte dies als Erster für wurzitartige Kristalle voraus [28]. Er beschrieb den Spin-Bahn Teil des Hamiltonian als

$$H_{SO} = \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k})_z. \quad (15)$$

Die z -Achse ist dabei parallel zur c -Achse ausgerichtet und $\boldsymbol{\sigma}$ ist der Vektor der Pauli Matrizen. Die Konstante α beschreibt nur die Volumeninversionsasymmetrie (BIA). In Heterostrukturen taucht eine zusätzliche Quelle \mathbf{k} -linearer Spinaufspaltung auf. Sie wird durch die Strukturinversionsasymmetrie (SIA) hervorgerufen und tritt in asymmetrisch gewachsenen Heterostrukturen aller Basismaterialien auf [19]. Der Hamiltonian der SIA induzierten Wechselwirkung hat die selbe Form wie Gl. (15). Der einzige Unterschied ist die Größe der Kopplungskonstante α , die in diesem Fall der Summe der Beiträge von BIA und SIA entspricht.

Die beobachtete Abhängigkeit des Photostroms von der Helizität und dem Einfallswinkel kann durch eine phänomenologische Theorie die an niederdimensionale Wurzitsysteme angepasst wurde, beschrieben werden. Die Spin-Bahn Wechselwirkung in Gl. (16) führt zu einem CPGE Strom in der Ebene der AlGaIn/GaN Heterostruktur, der als

$$\mathbf{j} = \mathbf{P}_{circ} \gamma \hat{\mathbf{e}}_{||} \quad (16)$$

geschrieben werden kann. Dabei ist $\hat{\mathbf{e}}_{||}$ ist die Projektion des Einheitsvektors $\hat{\mathbf{e}}$, der in die Lichtausbreitungsrichtung zeigt, auf die Ebene der Heterostruktur, \mathbf{j} die elektrische Stromdichte und \mathbf{P}_{circ} der Grad der Polarisation. Der Pseudotensor zweiter Stufe γ ist proportional zur Spin-Orbit Konstanten α . Er hat zwei nichtverschwindende Komponenten und kann durch eine linear unabhängige Konstante beschrieben werden

$$\gamma_{xy} = -\gamma_{yx}, \gamma_{ii} = 0. \quad (17)$$

Die Abhängigkeit des CPGE vom Einfallswinkel θ_0 wird durch den Wert der Projektion $\hat{\mathbf{e}}_{||}$ bestimmt, der beispielsweise bei der Anregung in der Einfallsebene durch

$$\hat{\mathbf{e}}_{||} = \hat{\mathbf{e}}_y = t_p t_s \sin \theta \quad (18)$$

gegeben ist. Dabei ist θ der Brechungswinkel, der durch $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_\omega$ gegeben ist. t_p und t_s sind die Transmissionskoeffizienten für p und s polarisierte Strahlung. Sie werden durch die Fresnelsche Formel gegeben

$$t_p t_s = \frac{4 \cos^2 \theta_0}{\left(\cos \theta_0 + \sqrt{n_\omega^2 - \sin^2 \theta_0} \right) \left(n_\omega^2 \cos \theta_0 + \sqrt{n_\omega^2 - \sin^2 \theta_0} \right)}. \quad (19)$$

Die Gln. (16)-(19) beschreiben die experimentellen Beobachtungen zur Gänze. Entsprechende Berechnungen sind als durchgezogene Linien in der Abb. 14 dargestellt. Der Strom folgt der Helizität der Strahlung und wechselt sein Vorzeichen bei der Umkehr der Einfallsrichtung $\hat{e}_\parallel \rightarrow \hat{e}_\perp$. Im Gegensatz zu zinkblendebasierten Systemen wie GaAs Quantentrögen sollte der CPGE in wurzitbasierten Systemen (mit der hexagonalen c -Achse senkrecht zur Heterostruktur) unabhängig von der Ausbreitungsrichtung \hat{e}_\parallel in der Ebene sein. Diese Vorhersage der phänomenologischen Theorie wurde im Experiment beobachtet und weiter oben diskutiert. Die Beobachtung des CPGE in vergleichbarer Stärke wie in GaAs oder InAs Quantentrögen zeigt unzweifelhaft eine wesentliche Rashba-Spinaufspaltung der Subbänder in GaN Heterostrukturen. Im Gegensatz zu zinkblendebasierten III/V Quantentrögen, in denen das Zusammenspiel von BIA und SIA für verschiedene kristallographische Richtungen zu verschiedenen Winkeln zwischen Elektronenspin und Elektronenimpuls \mathbf{k} führt, ist der Elektronenspin in niederdimensionalen GaN Strukturen immer senkrecht zu \mathbf{k} ausgerichtet. Dies wird von den Experimenten belegt, in denen der CPGE Strom immer rechtwinklig zu \hat{e}_\parallel fließt und auch für verschiedene Richtungen in der Probenebene seine Stärke nicht ändert. Der Grund für diese axiale Isotropie ist, daß BIA und SIA zu der selben Art von Spin-Bahn Wechselwirkung führen, wie sie in Gl. (16) beschrieben wird.

4.1.2 Diskussion

In GaN, einem Material mit großer Bandlücke, wird eigentlich eine vernachlässigbar kleine Spinaufspaltung erwartet. Die Beobachtungen zeigen jedoch, daß diese groß genug ist, um spinabhängige Phänomene wie den CPGE hervorzurufen. Der Fingerabdruck des CPGE Photostroms ist seine Abhängigkeit von der Helizität des Strahlungsfelds. Diese wurde hier in GaN nachgewiesen.

Die Möglichkeit einer verstärkten Spinaufspaltung wurde kürzlich in [5] theoretisch betrachtet. Dabei wurde sie mit einer Stärke bis zu 1 meV vorhergesagt. Der Grund für eine so große Aufspaltung ist ein großes Polarisationsfeld nahe des Heteroübergangs (ein eingebautes piezoelektrisches Feld) und ein starker polarisationsbedingter Dotiereffekt, der 2D Ladungsträgerdichten von mehr als 10^{13} cm^{-2} bewirkt. Durch optische Anregung mit zirkularpolarisiertem Licht werden die Spin-Up und Spin-Down Subbänder im \mathbf{k} -Raum ungleichmäßig bevölkert. Dies ist eine Folge optischer Auswahlregeln und der Energie- sowie Impulserhaltung, die zu dem experimentell beobachteten Strom führen [29, 27, 15].

Die Spinaufspaltung im \mathbf{k} -Raum (\mathbf{k} ist der Wellenvektor des Elektrons) kann zu einer Vielfalt von spinabhängigen Phänomenen führen, die in Elektronentransport- oder optischen Messungen beobachtet werden können. Das erste Anzeichen auf eine beträchtliche Spinaufspaltung war die Beobachtung des zirkular photogalvanischen Effekts in GaN/AlGaN Heteroübergängen [25]. Die Untersuchung des zirkular photogalvanischen Effekts wurde auf GaN Quantentröge und auf uniaxial verspannte niederdimensionale Strukturen auf GaN-Basis ausgeweitet [10]. Diese Experimente bestätigten die Rashbaartigkeit der Spinaufspaltung. Durch Untersuchungen der schwachen Lokalisierung wurde ihre Größe gemessen. Sie ist mit 0.3 meV am Fermi-Wellenvektor vergleichbar mit der, die in in GaAs basierten Heterostrukturen auftritt [30, 31, 32].

Auf der anderen Seite haben Messungen der Shubnikov-de Haas Oszillationen eine wesentlich größere Spinaufspaltung von ca. 1 meV enthüllt [33].

4.2 Linear photogalvanischer Effekt in GaN

Die Beleuchtung des (0001) gewachsenen GaN/AlGaN Heteroübergangs mit linear polarisiertem Licht bei schrägem Einfall, wie sie in dem oberen Inset der Abb. 16 dargestellt ist, verursacht einen Photostrom, der an einem Kontaktpaar gemessen wird. Die Dauer der Strompulse beträgt ca 100 ns, was mit der Dauer der Laserpulse des THz Lasers übereinstimmt. Das Signal hängt von der Polarisation des Lichts ab und alle charakteristischen Polarisationsabhängigkeiten bestehen von 4,2 bis 300 K. Der Effekt wird für alle verwendeten

Wellenlängen zwischen $77 \mu\text{m}$ und $496 \mu\text{m}$ beobachtet. Es werden zwei Geometrien verwendet: Die longitudinale Geometrie (j_x in Abb. 16), bei der der Photostrom entlang der in der Probenebene liegenden Komponente des Lichtausbreitungsvektors \hat{e}_{\parallel} gemessen wird, und die transversale Geometrie, in der das Signal rechtwinklig zum Einheitsvektor der Lichtausbreitung \hat{e} aufgenommen wird (siehe oberes Inset Abb. 16).

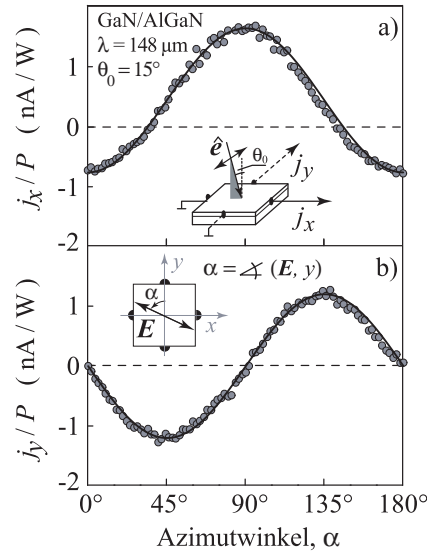


Abbildung 16: *Photostrom, gemessen bei Raumtemperatur und schrägeinfallendem Licht ($\theta_0 = 15^\circ$) als Funktion des Winkels α in a) longitudinaler (j_x) und b) transversaler (j_y) Geometrie. Der Photostrom wird durch linearpolarisierte Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 148 \mu\text{m}$ bei einer Leistung von $P \approx 5 \text{ kW}$ angeregt. Die durchgezogenen Linien sind Fits nach den Gln. (25). Um eine Übereinstimmung mit dem Experiment zu erreichen, wurde ein Parameter $J_0 \propto \chi$ und ein Offset J_{offset} für den Strom j_x , der in der Richtung der Lichtausbreitung gemessen wurde, eingeführt. Das obere Inset veranschaulicht die experimentelle Geometrie. Das untere Inset zeigt die Probe und das elektrische Feld der Strahlung aus dem Blickwinkel der Strahlungsquelle.*

4.2.1 Experimentelle Ergebnisse

Die Abbildung 16 zeigt die Abhängigkeit des Photostroms vom Azimutwinkel α für beide experimentelle Geometrien bei positivem Einfallswinkel $\theta_0 = 15^\circ$ und $\hat{e}_\parallel \parallel x$. In der longitudinalen Geometrie wird die Polarisationsabhängigkeit des Stroms gut durch $j_x = J_0(1 - \cos 2\alpha) + J_{\text{offset}}$ beschrieben, die im transversalen Fall durch $j_y = -J_0 \sin 2\alpha$. Der Offsetbeitrag J_{offset} wird nur in der longitudinalen Geometrie beobachtet. Später wird gezeigt werden, daß genau diese Abhängigkeiten aus der Theorie folgen. Der Photostrom ändert sein Vorzeichen als Funktion des Einfallswinkels bei $\theta_0 \approx 0$. Dies ist in Abb. 17 dargestellt, die die Abhängigkeit $j_y(\theta_0)$ für einen festen Azimutwinkel $\alpha = 45^\circ$ zeigt. Eine ähnliche Abhängigkeit wird auch für den longitudinalen Strom j_x gemessen. Man bemerkt, daß der in longitudinaler Geometrie gemessene Offsetstrom J_{offset} seine Richtung genauso wie der polarisationsabhängige Beitrag umkehrt, wenn sich das Vorzeichen des Einfallswinkels ändert.

Die Abbn. 18a) und 18b) zeigen die Abhängigkeiten des Photostroms vom Winkel φ_p für $\hat{e}_\parallel \parallel x$ (θ_0 positiv). Die transversalen und longitudinalen Photostrome wurden in einem experimentellen Aufbau gemessen, in dem \mathbf{E}_l senkrecht zur Einfallsebene ist (s -Polarisation bei $\varphi_p = 0$). Die Polarisationsabhängigkeiten in diesem Experiment werden in der longitudinalen Geometrie gut durch $j_x = J_0(1 - \cos 4\varphi_p)/2 + J_{\text{offset}}$ und für transversale Geometrie durch $j_y = -J_0 \sin 4\varphi_p/2 + J_2 \sin 2\varphi_p$ beschrieben.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, kann der Moleküllaser linearpolarisierte Strahlung erzeugen, die entweder parallel oder senkrecht zur Polarisation der Pumpstrahlung polarisiert ist. Dadurch wird die Position des elektrischen Feldes des Strahls relativ zur optischen Achse der Viertelwellenplatte verändert und damit konsequenterweise auch die Orientierung der Ellipse und die Helizität des Strahls auf der Probe. Um zu überprüfen, wie diese Veränderung die Ergebnisse beeinflußt, wurde ein weiteres Experiment durchgeführt, wobei wiederum ein Laserstrahl mit $\lambda = 148 \mu\text{m}$ und $\hat{e}_\parallel \parallel x$ verwendet wurde, diesmal aber für \mathbf{E}_l parallel zur Einfallsebene (p -Polarisation bei $\varphi_p = 0$). Die Abbn. 18c), d) zeigen die Daten, die in dieser Geometrie gewonnen wurden. Im Gegensatz zu den Ergebnissen, die in den Abbn. 18a), b) gezeigt werden, zeigt der Photostrom nun eine andere Art von Polarisationsabhängigkeit: $j_x = J_0(3 + \cos 4\varphi_p)/2 + J_{\text{offset}}$

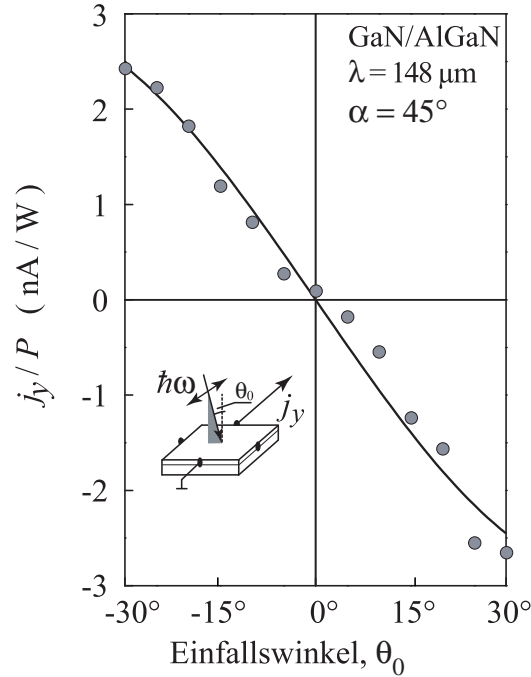


Abbildung 17: Photostrom als Funktion des Einfallswinkels θ_0 , bei Raumtemperatur in transversaler Geometrie mit Azimutwinkel $\alpha = 45^\circ$ gemessen. Der Photostrom wird durch Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 148 \mu\text{m}$ mit einer Leistung $P \approx 5 \text{ kW}$ hervorgerufen. Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach Gln. (25) mit dem selben Fitparameter J_0 , der in Abb. 16 benutzt wird. Das Inset zeigt die experimentelle Geometrie.

und für transversale Geometrie $j_y = J_0 \sin 4\varphi_p/2 + J_2 \sin 2\varphi_p$. Die Tatsache, daß der Beitrag durch J_2 unverändert blieb, überrascht insofern nicht, als dieser Term durch die Helizität der Strahlung hervorgerufen wird, welche sich nicht verändert hat: $P_{\text{circ}} = -\sin 2\varphi_p$. Die Veränderungen in den Beiträgen, die auf dem Grad der Linearpolarisation beruhen, werden durch die Tatsache verursacht, daß die Orientierung der Ellipsen auf der Probe für ein gegebenes φ_p unterschiedlich ist.

In Abb. 19 ist die Wellenlängenabhängigkeit des Photostroms in transversaler Geometrie bei einem Azimutwinkel von $\alpha = 135^\circ$ und einem Einfallswinkel $\theta_0 = 15^\circ$ dargestellt. Die Daten wurden am FELIX (Punkte) und an Mo-

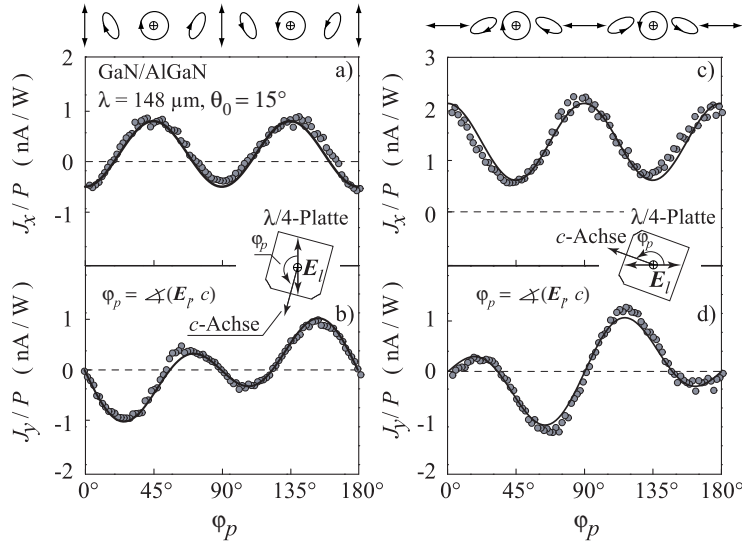


Abbildung 18: *Photostrom als Funktion des Winkels φ_p bei Schräganregung ($\theta_0 = 15^\circ$) in longitudinaler [j_x in a) und c)] und transversaler [j_y in b) und d)] Geometrie bei $\lambda = 148 \mu\text{m}$ und einer Leistung von $P \approx 5 \text{ kW}$. Die Elliptizität der Strahlung wurde dadurch variiert, daß linearpolarisiertes Laserlicht (\mathbf{E}_l) durch eine Viertelwellenplatte geschickt wurde (siehe Insets rechts und links). Die linken Teile zeigen transversale und longitudinale Photoströme, die in einem experimentellen Aufbau, in dem \mathbf{E}_l senkrecht auf der Einfallsebene steht (s-Polarisation bei $\varphi_p = 0$, siehe Inset im linken Teil), gemessen wurden. Die Photoströme, die mit \mathbf{E}_l parallel zur Einfallsebene aufgenommen wurden (p-Polarisation bei $\varphi_p = 0$, siehe auch Inset auf der rechten Seite), werden im rechten Teil gezeigt. Die durchgezogenen Linien sind Fits nach den Gln. (28) und (29), die entsprechend der Geometrien, die in den Insets gezeigt werden, angefertigt wurden. In den Fits wurden die selben Werte der Parameter J_0 and J_{offset} verwendet, wie in den Experimenten mit linear polarisierter Strahlung. Oben sind die Polarisationsellipsen, aus der Blickrichtung von der Strahlungsquelle her dargestellt, die den unterschiedlichen Phasenwinkeln φ_p entsprechen.*

leküllasern (Dreiecke) gemessen. Der Fit der Messwerte mit der bekannten Spektralabhängigkeit der Drudeabsorption [34, 35]

$$j_y(\omega) \propto \eta(\omega) \propto \frac{1}{1 + (\omega\tau_p)^2} \quad (20)$$

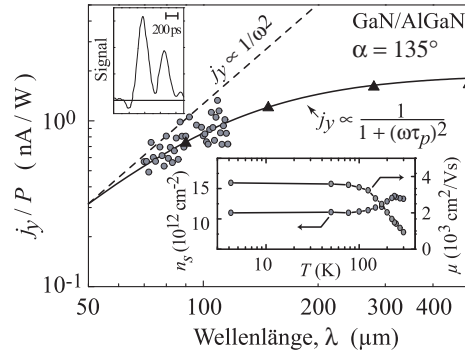


Abbildung 19: Spektrale Abhängigkeit des transversalen Photostroms j_y bei Raumtemperatur und schrägem Lichteinfall ($\theta = 15^\circ$) für einen Azimutwinkel von $\alpha = 135^\circ$. Die Daten wurden mit dem Freie Elektronen Laser FELIX (Punkte) und mit optisch gepumpten Moleküllasern (Dreiecke) gemessen. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit nach Gl. (20). Der Fit wurde unter Verwendung eines einstellbaren Parameters τ_p und einer Größenanpassung der Ordinate errechnet. Die gepunktete Linie zeigt eine $j_y \propto \omega^{-2}$ Abhängigkeit zum Vergleich. Das Inset in der linken oberen Ecke beschreibt die zeitliche Struktur des Stroms als Antwort auf die Strahlung von FELIX. Das Inset in der rechten unteren Ecke stellt die Temperaturabhängigkeiten der Ladungsträgerdichte und der Mobilität dar.

zeigt, daß sich die Daten in guter Übereinstimmung mit dieser Gleichung verhalten (siehe durchgezogene Linie in Abb. 19). Für den Fit wurden ein einstellbarer Parameter τ_p verwendet und die Ordinate skaliert. Die Analyse dieser Abhängigkeit ergab, daß die Impulsrelaxationszeit, die die Absorption kontrolliert ungefähr 0.05 ps beträgt. Dieser Wert ist halb so lang, wie die Transportzeit bei Raumtemperatur ($\simeq 0.1$ ps), die aus den Mobilitätsmessungen errechnet wurde. Die Verkürzung der Impulsrelaxationszeit läßt sich mit Elektronengasheizung aufgrund der Absorption intensiver Terahertzstrahlung erklären. Die Reduktion der Mobilität durch Elektronengasheizung basiert auf der Erhöhung der Phononenstreuungswahrscheinlichkeit mit steigender Temperatur. Unter Verwendung kurzer 6 ps Pulse am Felix wurde beobachtet, daß die Antwortzeit durch die Zeitauflösung des Messaufbaus bestimmt wird, aber höchstens 100 ps beträgt oder noch kürzer ist (siehe Inset links oben in Abb. 19). Diese schnelle

Reaktionszeit ist typisch für photogalvanische Effekte, bei denen die Abklingzeit erwartungsgemäß in der selben Größenordnung wie die Impulsrelaxationszeit liegt, die in unseren Proben bei Raumtemperatur in der Größenordnung von 0.1 ps liegt. Zusätzlich zu dem Signal, das bei schrägem Einfall durch

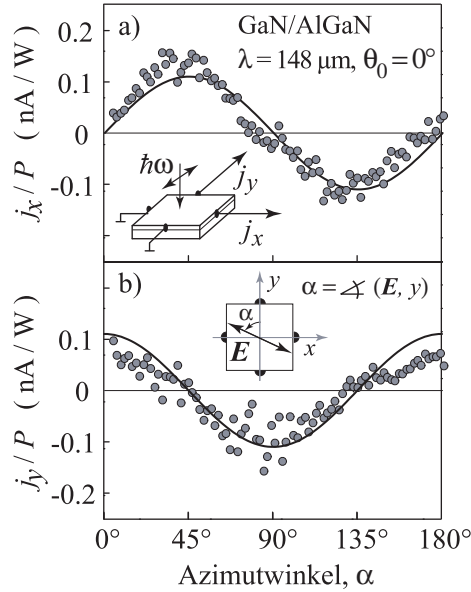


Abbildung 20: *Photostrom als Funktion des Winkels α bei senkrechtem Einfall ($\theta_0 = 0$) in den kristallographischen Richtungen x a) und y b). Die Photostrome werden von linear polarisiertem Licht der Wellenlänge $\lambda = 148 \mu\text{m}$ bei einer Leistung von $P \approx 5 \text{ kW}$ angeregt. Die durchgezogenen Linien sind Fits nach den Gln. (24). Um mit den experimentellen Daten in Übereinstimmung zu kommen, wurde ein Fitparameter $J_1 \propto \chi'$ verwendet. Das obere Inset zeigt die experimentelle Anordnung. Das untere Inset zeigt die Probe und das elektrische Feld der Strahlung von der Seite der Strahlungsquelle aus betrachtet.*

die Strahlung angeregt wird, wurde bei senkrechtem Einfall ebenfalls ein Photostrom gemessen. Die Polarisationsabhängigkeit dieses Signals ist in Abb. 20 dargestellt. In diesem Aufbau können die Abhängigkeiten des Photostroms gut durch $j_x = J_1 \sin 2\alpha$ und $j_y = J_1 \cos 2\alpha$ angenähert werden. Durch Drehung der Probe um die z -Achse wurde gezeigt, daß der Strom alleine von der Lage des elektrischen Felds der Strahlung relativ zu den kristallographischen Rich-

tungen abhängt. Man bemerkt, daß dieser Beitrag circa eine Größenordnung kleiner ist als der, der bei Schrägeinfall, auch bei kleinen Winkeln $\theta_0 \approx 15^\circ$, auftritt.

4.2.2 Phänomenologie und Polarisationsabhängigkeiten der linear photogalvanischen Ströme

Das Auftreten des LPGE kann durch ein einfaches zweidimensionales Modell zufällig verteilter aber gleich orientierter Dreiecke, die als asymmetrische Streuzentren dienen, visualisiert werden [16, 15, 1]. Dieses Modell zeigt, wie die Erzeugung eines photogalvanischen Stroms in 2D GaN/AlGaN Strukturen unter Senkrechtanregung von Statton gehen kann. In Abb. 21 ist ein Dreieck dargestellt, dessen Basis entlang der x -Richtung ausgerichtet ist und das offensichtlich kein Inversionszentrum besitzt. Im Gleichgewicht sind die Geschwindigkeitsvektoren der Elektronen gleichverteilt. Das Anlegen eines externen Wechselfeldes $E(t) = E \sin \omega t$ addiert eine oszillierende Bewegung zu der zufälligen thermischen Bewegung der Elektronen. Wenn das Feld entlang der Höhe der Dreiecke ausgerichtet ist ($\mathbf{E} \parallel y$, oder $\alpha = 0$), so bewirkt die Streuung einen Ladungsträgerfluß in die $(-y)$ Richtung (wie es durch einen nach unten weisenden Pfeil in der Abb. 21a) verdeutlicht wird) was zu einem elektrischen Strom $j_y > 0$ führt. Gleichzeitig heben sich die Elektronenflüsse in x Richtung auf und j_x tritt nicht auf. Eine Veränderung der relativen Richtung zwischen dem elektrischen Feld und der Ausrichtung der Dreiecke ändert die Richtung des Ladungsträgerflusses und führt zu einer charakteristischen Polarisationsabhängigkeit. Der Fluß kann z.B. seine Richtung ändern, wie es in Abb. 21b) für ein Feld entlang der Basis der Dreiecke gezeigt ist, oder er kann sich um 90° drehen, wie in dem Fall wenn \mathbf{E} im 45° Winkel zu der y Achse steht. Um die beobachteten Abhängigkeiten des Photostroms von Polarisation und Einfallswinkel zu beschreiben, werden nun phänomenologische Gleichungen für Photoströme in GaN basierten 2D Strukturen abgeleitet und ein Modell für den LPGE aufgestellt. Die linear photogalvanische Stromdichte \mathbf{j} wird phänomenologisch von folgendem Ausdruck beschrieben [16, 15, 1]:

$$j_\lambda^{LPG E} = \sum_{\mu\nu} \chi_{\lambda\mu\nu} (E_\mu E_\nu^* + E_\nu E_\mu^*). \quad (21)$$

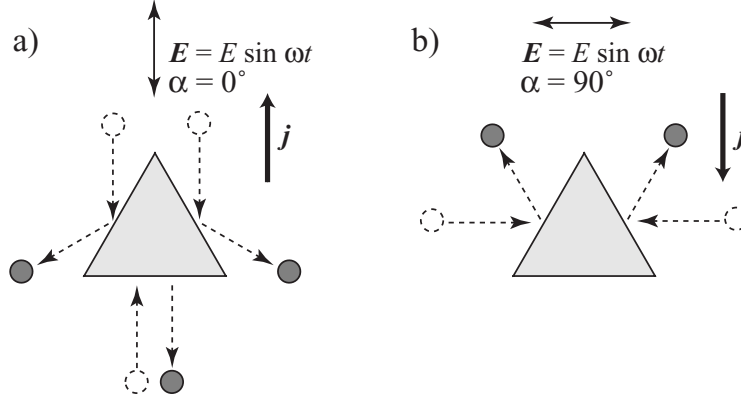


Abbildung 21: Modell der Stromerzeugung durch die Asymmetrie totalelastischer Streuung durch Dreiecke. Das Feld \mathbf{E} führt zu gerichteter Bewegung von Ladungsträgern, die als dünne Pfeile dargestellt sind. Aufgrund asymmetrischer Streuung entsteht ein gerichteter Ladungsträgerfluß und damit ein elektrischer Strom \mathbf{j} . Die Teilbilder a) und b) zeigen zwei relative Orientierungen der Dreiecke zum elektrischen Feld \mathbf{E} zusammen mit dem resultierenden Gleichstrom \mathbf{j} .

Dabei ist \mathbf{E} die Amplitude des elektrischen Feldes der Lichtwelle und χ ein Tensor dritter Stufe, der in den letzten beiden Indizes symmetrisch ist. Der Index λ summiert über die beiden Koordinaten der Ebene x und y , während μ und ν über alle drei kartesischen Koordinaten laufen.

Der LPGE ist nur in den piezoelektrischen Kristallklassen der nichtzentrosymmetrischen Medien erlaubt, in denen nichtverschwindende Komponenten des Tensors χ existieren. Die Punktsymmetrie von 2D Wurzitsystemen ist C_{3v} , was sich aufgrund der fehlenden Translation entlang der Wachstumsrichtung z , z.B. verursacht durch die Anwesenheit von Grenzflächen, von der C_{6v} Symmetrie des GaN-Volumenmaterials unterscheidet. Das Koordinatensystem x, y, z , das im experimentellen Aufbau verwendet wurde, liegt so, daß die Ebene (yz) mit einer der Spiegelebenen σ_v der C_{3v} Gruppe zusammenfällt. In dieser Punktgruppe hat der Tensor χ zwei linear unabhängige Elemente für $\lambda \neq z$:

$$\chi \equiv \chi_{xxz} = \chi_{yyz}, \quad \chi' \equiv \chi_{xxy} = \chi_{yyx} = -\chi_{yyy}. \quad (22)$$

Dies bedeutet, daß sich die phänomenologische Gleichung (21) auf

$$\begin{aligned} j_x^{LPGE} &= \chi \{E_x E_z^*\} + \chi' \{E_x E_y^*\}, \\ j_y^{LPGE} &= \chi \{E_y E_z^*\} + \chi' (|E_x|^2 - |E_y|^2), \end{aligned} \quad (23)$$

reduziert, wobei $\{E_\mu E_\nu^*\} = E_\mu E_\nu^* + E_\nu E_\mu^*$.

Senkrechter Einfall

In den Experimenten wurde bei senkrechtem Einfall ein linear photogalvanischer Strom beobachtet, siehe Abb. 20. Aus den Gln. (23) folgt, daß bei senkrechtem Einfall der Photostrom, der proportional zur Konstante χ ist, verschwindet, während der Beitrag, der durch χ' verursacht wird, bleibt. Die Beobachtung dieses Photostroms ist ein entscheidendes Ergebnis, das einen tiefgreifenden Symmetrieunterschied zwischen GaN basierten 2D Wurzitstrukturen mit C_{3v} Symmetrie und GaAs oder InAs basierten Heterostrukturen mit C_{2v} oder D_{2d} Symmetrie, in denen LPGE bei senkrechtem Einfall verboten ist, aufzeigt.

Die Polarisationsabhängigkeiten für senkrechten Einfall folgen aus den Gln. (23) zu

$$\begin{aligned} j_x &= \chi' (t_0 E_0)^2 \sin 2\alpha, \\ j_y &= \chi' (t_0 E_0)^2 \cos 2\alpha, \end{aligned} \quad (24)$$

wobei $t_0 = 2/(n_\omega + 1)$ der Transmissionskoeffizient für senkrechten Einfall ist und n_ω der Brechungsindex des Mediums (bei GaN $n_\omega = 2,3$). Beide Polarisationsabhängigkeiten beschreiben gut die experimentellen Daten (siehe durchgezogene Linien in Abb. 20) und kommen mit einem Fitparameter χ' aus. Diese Übereinstimmung zeigt deutlich die Erzeugung von LPGE Strom bei senkrechtem Einfall. Es wird betont, daß die Stromrichtung von der Orientierung der Polarisationssebene in Bezug zu den kristallographischen Achsen x und y abhängt. Falls die Kontakte willkürlich zu den Kristallachsen ausgerichtet sind, gelten die Gleichungen (24) immer noch, allerdings tritt eine Phasenverschiebung auf.

Schräganregung

Lineare Polarisation:

Der linear photogalvanische Effekt wird ebenso bei schrägem Lichteinfall beobachtet. Darüber hinaus zeigt ein Vergleich der Abb. 16 und 20, daß der Photostrom schon bei kleinem Einfallswinkel θ_0 wesentlich (um eine Größenordnung) stärker ist, als bei senkrechtem Einfall. Während der Photostrom bei senkrechtem Einfall allein durch die Konstante χ' beschrieben wird, taucht bei Schräganregung ein weiterer Term in den Gln. (23) auf. Dieser Term wird von der zweiten linear unabhängigen Konstante χ bestimmt. Die Polarisationsabhängigkeit dieses Beitrags zu dem Experiment, das in Abb. 16 dargestellt ist, in dem die Ebene (xz) als Einfallsebene gewählt wurde und der Winkel α von y aus gezählt wird, ist durch

$$\begin{aligned} j_x(\alpha) &= \chi E_0^2 t_p^2 \cos \theta \sin \theta (1 - \cos 2\alpha), \\ j_y(\alpha) &= -\chi E_0^2 t_p t_s \sin \theta \sin 2\alpha \end{aligned} \quad (25)$$

gegeben. Hierbei ist θ der Brechungswinkel, der mit dem Einfallswinkel θ_0 durch $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_\omega$ verknüpft ist und t_s und t_p sind die Fresnelschen Transmissionskoeffizienten aus dem Vakuum in die Struktur für s - und p - polarisiertes Licht [36]. Diese Funktionen sind in Abb. 16 als durchgezogene Linien dargestellt. Um mit den experimentellen Daten in Übereinstimmung zu kommen, wurde ein Fitparameter χ verwendet und ein Offset für den Strom j_x , der in der Ausbreitungsrichtung des Lichts gemessen wurde, eingeführt. Diese charakteristischen Polarisationsabhängigkeiten belegen die Beobachtung des LPGE bei schrägem Einfall.

Vergleicht man die Ergebnisse, die in den Abb. 16 und 20 vorgestellt wurden, so kann man das Verhältnis der verschiedenen Komponenten des Tensors χ für die untersuchten Strukturen abschätzen. Bei $\theta \approx 0.1$ rad, $t_s \approx t_p \approx t_0$ also bekommt man aus dem Verhältnis der Amplituden $|\chi'/\chi\theta|$ in den Abb. 16 und 20 $|\chi'/\chi| \approx 10^{-2}$. Dieses Verhältnis der Komponenten des Tensors dritter Stufe χ wurden für Systeme der C_{3v} Symmetriegruppe erwartet [16]. Es wurde hier aber gezeigt, daß der χ' -abhängige Effekt trotzdem beobachtbar ist. Während der Effekt, der durch die Konstante χ auch in Volumen-GaN und in

der ganzen $C_{\infty v}$ Gruppe existiert, tritt der Photostrom proportional zu χ' nur aufgrund der reduzierten C_{3v} Symmetrie des Systems auf, also aufgrund der Größenquantisierung. Deshalb sollte sich letzterer Beitrag durch Verschmälerung der 2D-Schicht verstärken.

Die Gleichungen (25) zeigen, daß der photogalvanische Strom der Abhängigkeit $t_s t_p \sin \theta$ folgen sollte, im Speziellen seine Richtung umkehren, wenn der Einfallswinkel umgedreht wird. Dieses Verhalten wird tatsächlich beobachtet. Abbildung 17 zeigt die Abhängigkeit des LPGE Stroms j_y vom Einfallswinkel θ_0 bei einer festen Linearpolarisation der Strahlung ($\alpha = 45^\circ$). Der Offset des Photostroms, der in longitudinaler Richtung beobachtet wird, weist stets gegen die Ausbreitungsrichtung des Lichts, d.h. die Elektronen bewegen sich entlang \hat{e}_{\parallel} . Dieser Offset kann dem Photon-Drag Strom zugeschrieben werden, der linear vom Photonenimpuls abhängt. Dieser Effekt ist nicht Bestandteil meiner Arbeit.

In den Experimenten wurde der LPGE auch für Lichtausbreitung entlang anderer Kristallrichtungen untersucht. Die Untersuchung transversaler und longitudinaler Ströme, die senkrecht oder parallel zur Einfallsebene fließen zeigte, daß alle Polarisationsabhängigkeiten von der selben Konstante χ beschrieben werden, unabhängig davon in welcher Richtung in der Ebene sich das Licht ausbreitet. Der Grund für diese Tatsache ist, daß der Strombeitrag, der proportional zu χ ist, aufgrund von Kegelasymmetrie entsteht, die in der Ebene der Proben isotropisch ist. Daher ist dieser Photostrom durch den Polarisationszustand des Lichts und seine Ausbreitungsrichtung vollkommen bestimmt und gänzlich unabhängig von der Orientierung der Einfallsebene im Bezug auf die Kristallachsen der Probenebene. Für linearpolarisiertes Licht kann der Photostrom in der invarianten Form dargestellt werden als $\mathbf{j} = 2\chi \mathbf{E}_{\parallel} E_z$ wobei \mathbf{E}_{\parallel} die Projektion des Polarisationsvektors \mathbf{E} des Lichts auf die Strukturebene ist. Man sieht, daß der LPGE Strom immer entlang \mathbf{E}_{\parallel} ausgerichtet ist. Durch die Einführung des Azimutwinkels β in der Art, daß $\beta = 0$ einer Polarisation senkrecht zur Einfallsebene (s -Polarisation) entspricht, kann man die transversalen (\mathbf{j}_{\perp}) und longitudinalen (\mathbf{j}_{\parallel}) Ströme als

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\perp} &= \chi E_0^2 t_p t_s \sin 2\beta (\hat{e}_{\parallel} \times \hat{z}) , \\ \mathbf{j}_{\parallel} &= \chi E_0^2 t_p^2 \cos \theta (1 - \cos 2\beta) \hat{e}_{\parallel} \end{aligned} \quad (26)$$

schreiben, wobei $\hat{\mathbf{z}}$ der Einheitsvektor senkrecht zur Strukturebene ist.

Elliptische Polarisation:

Die Beleuchtung der Struktur mit elliptisch polarisierter Strahlung führt ebenso zu einem linear photogalvanischen Strom, der vom Grad der Linearpolarisation des Lichts abhängt. Allerdings ist elliptisch polarisiertes Licht auch durch seine nichtverschwindende Helizität charakterisiert. Dies führt zu einem zusätzlichen Effekt, der einzig vom Grad der Zirkularpolarisation abhängt, dem zirkular photogalvanischen Effekt [16, 15, 1]. Dieser Effekt wird phänomenologisch durch

$$j_{\lambda}^{CPGE} = \sum_{\mu} \gamma_{\lambda\mu} i(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_{\mu} = \gamma E_0^2 t_p t_s P_{circ} \hat{e}_{\mu} \quad (27)$$

beschrieben, mit γ als Pseudotensor zweiter Stufe. In Systemen der C_{3v} Symmetrie hat der Tensor γ eine linear unabhängige Komponente, nämlich $\gamma_{xy} = -\gamma_{yx} \equiv \gamma$. Daher fließt der CPGE Strom immer senkrecht zur Einfallsebene.

Im Experiment wird eine Viertelwellenplatte um den Winkel $\varphi_p = 0$ zwischen dem Polarisationsvektor des Laserlichts \mathbf{E}_l und der Hauptachse der Platte gedreht (siehe Inset Abb. 18). Der photogalvanische Gesamtstrom ist durch die zweite und vierte Harmonische des Winkels gegeben. Während die Händigkeit der Strahlung nur vom Winkel φ_p abhängt und nicht von der relativen Orientierung der Einfallsebene zu \mathbf{E}_l , verhält es sich mit der Orientierung der Ellipse wesentlich anders. Im Speziellen unterscheidet sich die Orientierung der Ellipse auf der Probe für \mathbf{E}_l senkrecht zur Einfallsebene bei $\varphi_p = 0$ (s -Polarisation) und \mathbf{E}_l parallel zur Einfallsebene bei $\varphi_p = 0$ (p -Polarisation) um 90° . Daher ist in ersterem Fall das Licht nie p -polarisiert und in letzterem Fall kann s -Polarisation nicht erreicht werden, was sich sehr von der Geometrie bei einer Halbwellenplatte unterscheidet, in der alle Zustände der Linearpolarisation erreicht werden können. Daher werden zwei Sätze von Gleichungen aufgestellt, die den experimentellen Aufbau der Abbn. 18a),b) und 18c),d) beschreiben.

In der ersten Geometrie (s -Polarisation bei $\varphi_p = 0$, Abbn. 22 und 18a) bekommt man aus den Gln. (23) und (27)

$$\begin{aligned} j_x(\varphi_p) &= \frac{\chi}{2} E_0^2 t_p^2 \cos \theta \sin \theta (1 - \cos 4\varphi_p) , \\ j_y(\varphi_p) &= E_0^2 t_p t_s \sin \theta \left(-\frac{\chi}{2} \sin 4\varphi_p + \gamma \sin 2\varphi_p \right) , \end{aligned} \quad (28)$$

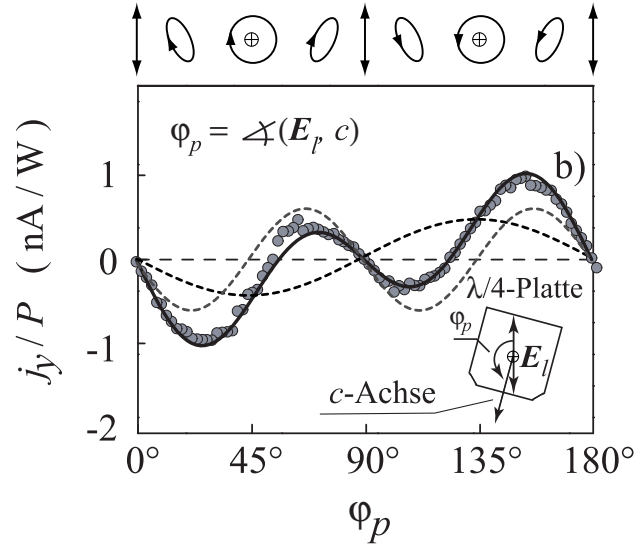


Abbildung 22: Transversaler Photostrom als Funktion des Winkels φ_p bei Schräganregung ($\theta_0 = 15^\circ$) in longitudinaler (j_x) Geometrie. Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach den Gln. (28). Die gestrichelten Linien stellen die einzelnen Anteile proportional zu $\sin 2\varphi$ und $\sin 4\varphi$ dar. Oben sind die Polarisationsellipsen, aus der Blickrichtung von der Strahlungsquelle her dargestellt, die den unterschiedlichen Phasenwinkeln φ_p entsprechen.

und für die zweite Geometrie (p -Polarisation bei $\varphi_p = 0$, Abbn. 18c) und 18d))

$$j_x(\varphi_p) = \frac{\chi}{2} E_0^2 t_p^2 \cos \theta \sin \theta (3 + \cos 4\varphi_p), \quad (29)$$

$$j_y(\varphi_p) = E_0^2 t_p t_s \sin \theta \left(\frac{\chi}{2} \sin 4\varphi_p + \gamma \sin 2\varphi_p \right).$$

Dabei wurde wiederum berücksichtigt, daß in den Proben $|\chi'| \ll |\chi|$. Die Fits der experimentellen Daten mit dem selben Wert der Konstante χ , der unabhängig für die Experimente mit Halb- oder Viertelwellenplatten bestimmt wurde, zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Hier zeigt der longitudinale Photostrom wiederum den Offset aufgrund des Photon-Drag Effekts, der den selben Wert hat wie in den Experimenten mit Halbwellenplatten.

4.2.3 Mikroskopische Theorie

Um die beobachteten Abhängigkeiten des LPGE Stroms von Wellenlänge und Temperatur zu beschreiben, wurde parallel zu dieser Arbeit von Ivchenko und Golub eine mikroskopische Theorie entwickelt. Sie ist ausführlich in [37] nachzulesen. Hier werden kurz die Ergebnisse vorgestellt.

Es werden mikroskopische Mechanismen betrachtet, die das Auftreten der Photoströme unter Intrasubband- oder Drudeabsorption verursachen. Im speziellen wird der LPGE Strom unter Schräganregung berechnet. Danach wird auf die Berechnung des Photostroms unter Senkrechtanregung eingegangen. Es wird angemerkt, daß der LPGE in 2D Systemen theoretisch bisher nur für direkte Intrasubbandanregung betrachtet wurde [38, 39]. Der Mechanismus des LPGE unter Drudeabsorption unterscheidet sich davon stark, da Streuung unvermeidbar an dem Prozess der Intrasubbandanregung beteiligt ist.

Mikroskopisches Modell für Schräganregung

Mikroskopisch besteht der LPGE Strom aus den sogenannten Verschiebungs- und ballistischen Beiträgen, welche im Allgemeinen von vergleichbarer Größenordnung sein können.

Der Verschiebungsbeitrag entsteht durch Verschiebung des Massenzentrums der Wellenpakete der freien Ladungsträger durch Quantenübergänge um mikroskopische Längen. Der entsprechende Strom ist ein Produkt der Elementarladung e , der Übergangswahrscheinlichkeitsrate $W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$ und des Verschiebungsvektors $\mathbf{R}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$ oder ausgeschrieben

$$\mathbf{j}_{\text{LPGE}}^{(\text{shift})} = 2e \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \mathbf{R}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}, \quad (30)$$

wobei der Faktor “zwei” die Spinartung darstellt. Der Verschiebungsanteil des LPGE setzt eine uniaxiale Asymmetrie der Struktur voraus. Dies steht in Übereinstimmung mit der Phänomenologie des LPGE, die die Abwesenheit eines Inversionszentrums im System zur Bedingung hat. Die Übergänge, die für den Verschiebungsbeitrag verantwortlich sind, werden in Abb. 23 dargestellt.

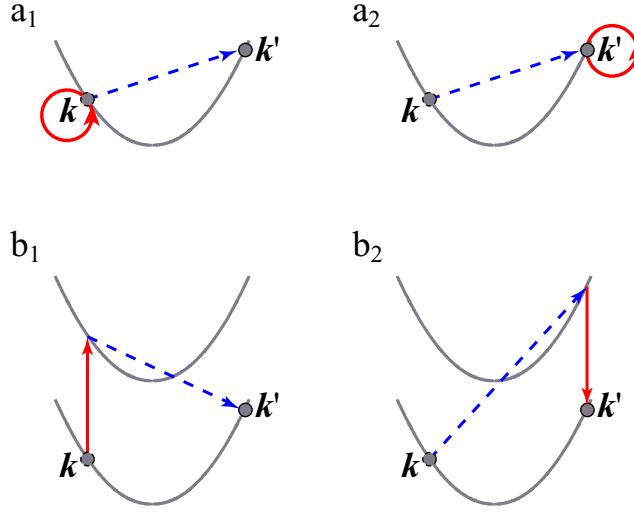


Abbildung 23: Die Quantenübergänge, die für den Verschiebungsbeitrag zum Photostrom verantwortlich sind. Es ist zu bemerken, daß unter schrägem Lichteinfall die Drudeabsorption nur von a_1 - und a_2 -Prozessen bewirkt wird.

Um einen ballistischen Photostrom zu bekommen, ist es notwendig über die Bornsche Näherung hinauszugehen und die gleichzeitige Streuung durch zwei Störstellen in einem Prozess mit einzubeziehen. Der Ballistische beitrage zum LPGE ist dann gegeben als

$$\mathbf{j}_{\text{LPGE}}^{(\text{ball})} = 2e \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^a \tau_p (\mathbf{v}_{\mathbf{k}'} - \mathbf{v}_{\mathbf{k}}), \quad (31)$$

mit der Elektronengeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \hbar \mathbf{k} / m$.

Mikroskopisches Modell für senkrechten Einfall

Bei der C_{6v} Symmetrie einer Wurzit-Volumenstruktur, wie sie für III-Nitride typisch ist, sind die nichtverschwindenden Komponenten des Tensors dritter Stufe $\chi_{\lambda\mu\nu}$, der symmetrisch in μ und ν ist, χ_{zzz} , $\chi_{zxx} = \chi_{zyy}$ und $\chi_{xxz} = \chi_{xzx} = \chi_{yyz} = \chi_{yzy} \equiv \chi$. Deswegen sind Effekte, wie die Erzeugung der zweiten Harmonischen bei der Anregung entlang z , ein piezoelektrisches Feld in der (x, y) Ebene unter Verformung dieser Ebene oder ein Photostrom in der

(x, y) Ebene bei einer Lichtausbreitung entlang z verboten. Die Reduktion von C_{6v} auf C_{3v} entfernt diese Einschränkungen und es tauchen vier nicht-verschwindende Komponenten $\chi_{xxy} = \chi_{xyx} = \chi_{yxx} = -\chi_{yyy} \equiv \chi'$ auf, siehe Gln. (23). Die Grenzfläche ist für das Auftauchen der neuen Komponenten alleinverantwortlich. Das Experiment zeigt einen messbaren LPGE Strom unter Senkrechtanregung, siehe Abb. 20.

4.2.4 Abschätzung der einzelnen Beiträge

Für die Verschiebungs- und ballistischen Photoströme bei Drudeabsorption stehen analytische Abschätzungen für Photonenenergien $\hbar\omega$ die klein gegenüber der typischen Elektronenenergie \bar{E} sind, zur Verfügung. Dies sind Bedingungen, wie sie bei den Raumtemperaturmessungen unter Terahertzanregung herrschen. Die Gleichungen (23) und (31) vereinfachen sich damit zu

$$\begin{aligned} j_{\text{LPGE}}^{(\text{shift})} &\sim 2\xi e z_{21} \frac{\eta_{\parallel} I}{\Delta_{21}}, \\ j_{\text{LPGE}}^{(\text{ball})} &\sim \xi e z_{21} \frac{\eta_{\parallel} I}{\Delta_{21}} \left(\frac{\hbar\omega}{2\bar{E}} \right)^2. \end{aligned} \quad (32)$$

Aufgrund von $\hbar\omega/\bar{E} \ll 1$ dominiert der Verschiebungsbeitrag den LPGE. Diese Abschätzung wird durch die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des LPGE bestätigt. Während der Verschiebungsbeitrag der Frequenzabhängigkeit der Absorptivität, die für Drudeprozesse durch Gl. (20) gegeben ist, folgt, hat der ballistische Beitrag eine andere Frequenzabhängigkeit, nämlich in diesem Fall $j_{\text{LPGE}}^{(\text{ball})} \propto \eta_{\parallel} \omega^2$. Die beobachtete gute Übereinstimmung der Frequenzverläufe von Absorption und Strom (siehe Abb. 19) belegt unzweifelhaft die vorherrschende Rolle des Verschiebungsbeitrags beim LPGE. Dieses spezielle Verhalten des LPGE wurde früher schon in III-V-Volumenhalbleitern beobachtet[40].

Sogar für den entgegengesetzten Grenzfall $\hbar\omega/\bar{E} \gg 1$ ist der LPGE aufgrund der Drudeabsorption vom Verschiebungsbeitrag bestimmt. In diesem Fall führen die Abschätzungen zu $j_{\text{LPGE}}^{(\text{shift})} = -(3/2)j_{\text{LPGE}}^{(\text{ball})}$.

5 PGE unter Magnetfeldeinfluss

In Kapitel 4 wurden photogalvanische Effekte in GaN beschrieben. Nun soll mit dem magnetischen Feld ein weiterer Freiheitsgrad hinzugefügt werden. Dabei werden mit dem magnetogyotropen photogalvanischen Effekt (MPGE) [41, 42, 43] und dem spingalvanischen Effekt [1, 15, 44] zwei weitere photogalvanische Effekte in GaN/AlGaN Heterostrukturen beschrieben. Beide Effekte wurden in (0001) orientierten Strukturen beobachtet. Die Proben Temperaturen bewegten sich dabei von der technologisch wichtigen Raumtemperatur bis zur Temperatur des flüssigen Heliums. Der mikroskopische Ursprung des spingalvanischen Effekts ist die natürliche Asymmetrie spinumklappender Streuprozesse von Elektronen in Systemen mit aufgehobener Spinentartung des Elektronenbands im \mathbf{k} -Raum [44]. Der magnetogyrotrope photogalvanische Effekt wurde bis jetzt in GaAs-, InAs- und SiGe- Quantentrögen nachgewiesen. Sein mikroskopischer Ursprung dort ist die Nullstrom-Spinaufspaltung [42, 43], welche durch spinabhängige Streuung von Elektronen aufgrund eines k -linearen Terms in den Streumatrizenelementen hervorgerufen wird. Durch das Anlegen eines externen Magnetfelds wird ein reiner Spinstrom in einen elektrischen Strom umgewandelt.

5.1 Experiment

Bei der Beleuchtung eines (0001) gewachsenen GaN/AlGaN Heteroübergangs mit linearpolarisiertem Licht bei senkrechter Einstrahlung, wie sie in den Insets der Abb. 25 dargestellt ist, beobachtet man einen Photostrom sowohl senkrecht (transversale Geometrie, Abb. 25a), b)), als auch waagrecht (longitudinale Geometrie, Abb. 25c), d)) zum Magnetfeld \mathbf{B} . Der Photostrom ist proportional zur Stärke des Magnetfelds. Die Länge der Strompulse beträgt ungefähr 100 ns, was der Dauer der Laserpulse entspricht. Der Photostrom ist proportional zur Stärke des Magnetfelds und sein Vorzeichen hängt von der Magnetfeldrichtung ab. Die Abbildungen 25a) und c) zeigen die Magnetfeldabhängigkeit des Photostroms für beide Geometrien und für verschiedene Richtungen der Polarisationssebene der linearpolarisierten Strahlung in Bezug auf die Magnetfeldrichtung. In den Abbildungen ist $J = [J(\mathbf{B}) - J(-\mathbf{B})]/2$

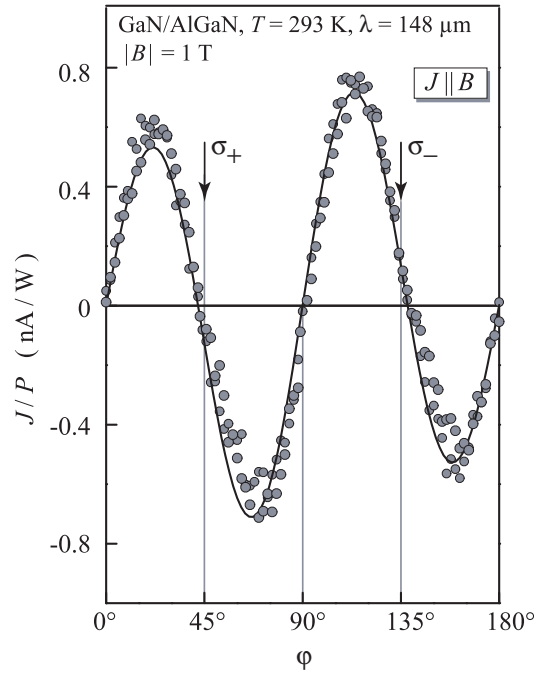


Abbildung 24: Magnetfeldinduzierter Photostrom J als Funktion des helizitätsbestimmenden Phasenwinkels φ . Der Photostrom wurde bei Raumtemperatur in longitudinaler Geometrie unter senkrechter Anregung mit einer Pulsleistung von $P \approx 10$ kW gemessen. Die durchgezogene Linie ist der Fit nach der zweiten Gleichung der Gln. (36).

aufgetragen um den magnetfeldinduzierten Photostrom vom Gesamtstrom zu trennen. Der Gesamtstrom enthält einen kleinen, magnetfeldunabhängigen Anteil, der durch den magnetfeldunabhängigen linear photogalvanischen Effekt hervorgerufen wird [1, 15]. Die Abbildungen 25b) und d) verdeutlichen, daß der Photostrom eine essentiell unterschiedliche Polarisationsabhängigkeit für longitudinale und transversale Geometrie aufweist. Während die Veränderung des Azimutwinkels α das Vorzeichen des transversalen Photostroms unberührt läßt, ändert der longitudinale Photostrom das Vorzeichen, wenn α bei konstantem Magnetfeld von $+45^\circ$ nach -45° verändert wird. Die Abbildungen 25b) und d) zeigen die Polarisationsabhängigkeit des magnetfeldinduzierten Photostroms bei $B = 1$ T für beide Geometrien. Es zeigt sich, daß die Polarisationsabhängigkeit des Stroms in transversaler Geometrie $\mathbf{J} \perp \mathbf{B}$ gut durch

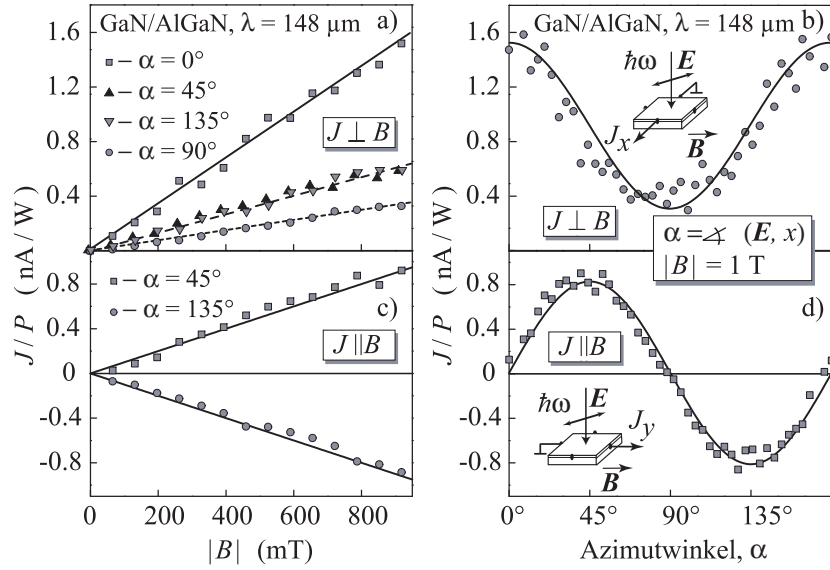


Abbildung 25: Magnetfeld- und Polarisationsabhängigkeiten des Photostroms $J = [J(\mathbf{B}) - J(-\mathbf{B})]/2$, gemessen bei Raumtemperatur in transversaler und longitudinaler Geometrie. a) und c) Magnetfeldabhängigkeiten des magnetfeldinduzierten Photostroms bei verschiedenen Azimutwinkeln α . b) und d) Polarisationsabhängigkeiten für transversale und longitudinale Geometrie. Die Photoströme werden durch senkrecht einfallende, linear polarisierte Strahlung mit einer Leistung von $P \approx 10$ kW angeregt. Die durchgezogenen Linien sind Fits nach Gln. (35). Die Insets zeigen die experimentellen Geometrien.

$J_{\perp} = J_1 \cos 2\alpha + J_2$ beschrieben wird und in longitudinaler Richtung $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B}$ durch $J_{\parallel} = J_3 \sin 2\alpha$ und $J_1 \approx J_3$. Im Folgenden werde ich zeigen, daß genau diese Abhängigkeiten von der phänomenologischen Theorie vorhergesagt werden. Die Verwendung zweier fester Polarisationszustände $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ in transversaler Geometrie erlaubt die Bestimmung von J_1 und J_2 . Durch Addieren oder Subtrahieren der Ströme beider Polarisationsrichtungen kann der polarisationsunabhängige Anteil J_1 vom polarisationsabhängigen Anteil J_2 getrennt werden.

$$J_1 = \frac{J_{\perp}(\alpha = 0^\circ) - J_{\perp}(\alpha = 90^\circ)}{2}, \quad (33)$$

$$J_2 = \frac{J_{\perp}(\alpha = 0^\circ) + J_{\perp}(\alpha = 90^\circ)}{2}.$$

Abbildung 26 zeigt die Temperaturabhängigkeiten von J_1 und J_2 zusammen mit der Dichte und Beweglichkeit der Elektronen. Man sieht, daß das qualitative Verhalten beider Beiträge ähnlich ist: Bei tiefen Temperaturen sind sie nahezu temperaturunabhängig, bei hohen Temperaturen jedoch (für J_1 bei $T > 100$ K und für J_2 bei $T > 50$ K) nimmt die Stromstärke mit steigender Temperatur ab.

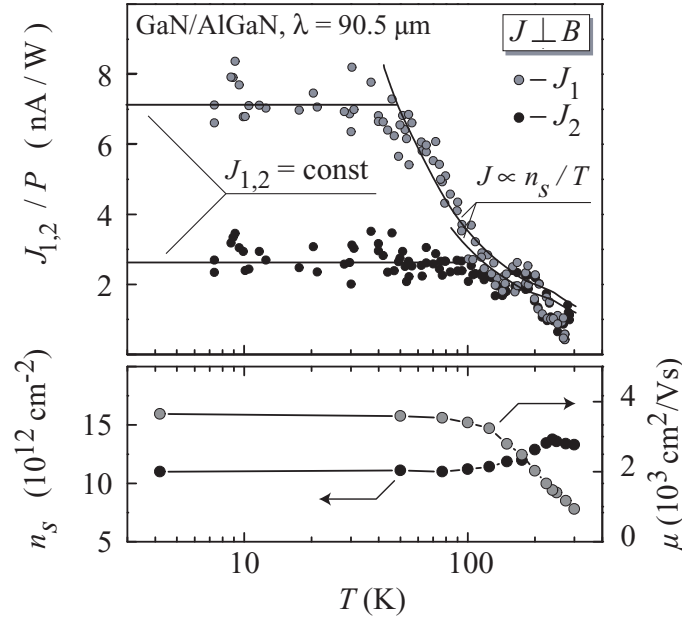


Abbildung 26: Oberer Teil: Temperaturabhängigkeit des magnetfeldinduzierten Photostroms in transversaler Richtung. Die Daten wurden bei $|B_y| = 0.6$ T und einer Pulsleistung von $P \approx 10$ kW gewonnen. Die Photoströme $J_1(T)$ und $J_2(T)$ wurden durch Subtraktion und Addition der Ströme für die beiden Polarisationsrichtungen: $J_{\perp}(\alpha = 0^\circ)$ und $J_{\perp}(\alpha = 90^\circ)$ errechnet (siehe Gl. (33)). Die durchgezogenen Linien sind Fits von $J_1(T)$ nach $A \cdot n_s(T)/k_B T$ mit einem Skalierungsfaktor A und $J_2(T)$ nach einer Konstanten. Der untere Teil zeigt die Temperaturabhängigkeiten von Ladungsträgerdichte n_s und Mobilität μ .

5.2 Phänomenologische Theorie

Die Polarisations- und Magnetfeldabhängigkeiten können, ebenso wie die Unterschiede im Photostrom für longitudinale und transversale Geometrien im

Rahmen der phänomenologischen Theorie der MPGE betrachtet werden. Diese Betrachtungen ergeben

$$j_\alpha = I \sum_{\beta\gamma\delta} \hat{\phi}_{\alpha\beta\gamma\delta} B_\beta \frac{e_\gamma e_\delta^* + e_\delta e_\gamma^*}{2} + I \sum_{\beta\gamma} \hat{\mu}_{\alpha\beta\gamma} B_\beta \hat{e}_\gamma P_{circ}.$$

Hier ist $\mathbf{j} \propto J$ die Photostromdichte, I die Intensität des Lichts innerhalb der Heterostruktur, $\hat{\phi}$ ein Tensor vierter Stufe symmetrisch in den letzten beiden Indizes, $\hat{\mu}$ ein Tensor dritter Stufe, \mathbf{e} der Polarisationsvektor des Lichts und $\hat{\mathbf{e}}$ der Einheitsvektor in Richtung der Lichtausbreitung. Während der zweite Term der rechten Seite von Gl. (34) zirkularpolarisierte Strahlung voraussetzt, kann der erste Term für jede Art von Strahlung, also auch für unpolarisierte, von Null verschieden sein. Die Symmetriegruppe von (0001) gewachsenen niederdimensionalen GaN-basierenden Strukturen ist C_{3v} . Die Symmetrieanalyse für die C_{3v} Punktgruppe zeigt, daß Gl. (34) sich für senkrechten Lichteinfall zu

$$\begin{aligned} j_x &= IS_1 B_y - IS_2 B_x (e_x e_y^* + e_y e_x^*) + \\ &\quad + IS_2 B_y (|e_x|^2 - |e_y|^2) + I\mu B_x P_{circ}, \\ j_y &= -IS_1 B_x + IS_2 B_y (e_x e_y^* + e_y e_x^*) + \\ &\quad + IS_2 B_x (|e_x|^2 - |e_y|^2) + I\mu B_y P_{circ} \end{aligned} \quad (34)$$

vereinfacht. Hier werden drei linear unabhängige Konstanten wie folgt eingeführt: $S_{1,2} = (\phi_{xyxx} \pm \phi_{xyyy})/2$, und $\mu = \mu_{xxz}$.

Die Gln. (34) gelten ebenso für die C_{6v} Symmetrie von hexagonalem GaN Volumenmaterial und sogar für uniaxiale Systeme der $C_{\infty v}$ Symmetrie. Die Form dieser Gleichungen ist invariant gegenüber dem Transfer aus dem gegebenen Koordinatensystem (x, y) in jedes andere, das durch Rotation um einen beliebigen Winkel um die z -Achse gewonnen wird. Die Tatsache, daß die Photoströme in beide Richtungen durch nur drei Koeffizienten (S_1 , S_2 , und μ) beschrieben werden, steht im Gegensatz zu den MPGE in Systemen der C_{2v} Symmetrie [41], wo in den entsprechenden Gleichungen alle Koeffizienten in den acht Termen der rechten Seiten der Gleichungen (34) linear unabhängig sind.

Die Gleichungen (34) können direkt angewendet werden, um die Polarisationsabhängigkeiten in longitudinaler und transversaler Geometrie zu beschreiben. Für die Geometrie in unseren Experiment, in dem der Azimutwinkel α zwischen der x -Achse und dem Einheitsvektor der linearen Polarisation gegen den Uhrzeigersinn gedreht wird, können die polarisationsabhängigen Faktoren in den Gln. (34) wie folgt beschrieben werden: $|e_x|^2 - |e_y|^2 = \cos 2\alpha$, $e_x e_y^* + e_y e_x^* = \sin 2\alpha$ und $P_{circ} = 0$. Nach Gln. (34) ist der Photostrom für ein konstantes Magnetfeld, z.B. $\mathbf{B} \parallel y$, als Antwort auf linearpolarisierte Strahlung gegeben als

$$\begin{aligned} j_x &= IB_y (S_1 + S_2 \cos 2\alpha) , \\ j_y &= IB_y S_2 \sin 2\alpha . \end{aligned} \tag{35}$$

Fits der experimentellen Daten mit diesen Gleichungen zeigen, wie in den Abbn. 25b) und d) dargestellt gute Übereinstimmungen von Experiment und Theorie. Ich weise auf die Anwesenheit eines wesentlichen Beitrags des polarisationsunabhängigen ersten Terms der rechten Seite der Gleichung (35) zum Strom j_x hin sowie auf die gleichen Amplituden der α -abhängigen Beiträge für longitudinale und transversale Geometrie.

Für elliptisch polarisiertes Licht, das im Experiment durch die Veränderung des Winkels φ zwischen der ursprünglichen Polarisationsebene und der optischen Achse des $\lambda/4$ Plättchens bereitgestellt wird, werden die polarisationsabhängigen Terme als $|e_x|^2 - |e_y|^2 = (1 + \cos 4\varphi)/2$, $e_x e_y^* + e_y e_x^* = \sin 4\varphi/2$ und $P_{circ} = \sin 2\varphi$ beschrieben. In diesem Fall nehmen die Gln. (34) für ein Magnetfeld entlang der y -Richtung die Form

$$\begin{aligned} j_x &= IB_y \left(S_1 + S_2 \frac{1 + \cos 4\varphi}{2} \right) , \\ j_y &= IB_y \left(S_2 \frac{\sin 4\varphi}{2} + \mu \sin 2\varphi \right) \end{aligned} \tag{36}$$

an.

Der letzte Term der rechten Seite der zweiten Gleichung liefert den durch den Koeffizienten μ beschriebenen magnetfeldinduzierten Beitrag zum Photostrom. Ein Fit der Daten durch die Gleichungen (36) zeigt, wie in Abb. 24 dargestellt,

eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Weiterhin folgt als wichtiges Ergebnis aus Abb. 24, daß der durch den Koeffizienten μ beschriebene Photostrom proportional zur Helizität der Strahlung klar messbar ist. Bei Anregung mit zirkular polarisierter Strahlung verschwindet der Term, der S_2 enthält, und der verbleibende Strom ist der, der auf den μ -Term zurückzuführen ist. Er wechselt sein Vorzeichen, wenn die Helizität von σ_+ nach σ_- verändert wird.

5.3 Mikroskopische Beschreibung

Mikroskopisch wird der magnetfeldinduzierte Strom, der zur Strahlungshelizität P_{circ} proportional ist, durch den spingalvanischen Effekt hervorgerufen, von dem früher für zweidimensionale GaAs- und InAs-Strukturen berichtet wurde [44]. Der Effekt beruht auf der optischen Orientierung von Ladungsträgern, gefolgt von der Larmorpräzession der orientierten Elektronenspins im Magnetfeld und einem asymmetrischen Spinrelaxationsprozess (für weitere Informationen siehe Referenzen [1, 15, 44]). Obwohl der spingalvanische Effekt generell kein Magnetfeld benötigt, kann er unter den obigen experimentellen Bedingungen als magneto-photogalvanischer Effekt angesehen werden. Der Photostrom der durch die Koeffizienten S_2 und S_1 beschrieben wird, kommt durch den magnetogyotropen photogalvanischen Effekt zu Stande [41, 42, 43]. Der mikroskopische Mechanismus des MPGE in niederdimensionalen Systemen wurde kürzlich entwickelt, um diesen Effekt in GaAs-, InAs-, und SiGe-basierten Strukturen zu beschreiben [42, 43]. Es wurde gezeigt, daß die Absorption von Terahertzstrahlung durch freie Ladungsträger in gyotropen Medien zu einem reinen Spinstrom und zu der zugehörigen Spintrennung durch spinabhängige Streuung führt. Der reine Spinstrom wurde in diesen Experimenten durch das Anlegen eines Magnetfeldes, welches mittels des Zeeman-Effekts die Spins polarisiert, in einen elektrischen Strom umgewandelt. Das Schlüsselexperiment, das diesen mikroskopischen Mechanismus stützt, ist die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Photostroms.

Der Photostrom, der aufgrund der Nullstrom-Spintrennung entsteht, sollte bei tiefen Temperaturen konstant sein und sich bei hohen Temperaturen wie

$n_s(T)/k_B T$ verhalten [42, 43]. Abbildung 26 zeigt, daß die Temperaturabhängigkeiten der J_1 und J_2 Beiträge tatsächlich bei tiefen Temperaturen sehr gut mit konstanten Faktoren gefittet werden können, und sich bei hohen Temperaturen wie $n_s(T)/k_B T$ verhalten. Des Weiteren ändert sich J_1 im Bereich zwischen 50 und 100 K, in dem die Mobilität annähernd konstant ist, sehr rasch, was zeigt, daß J und μ dort nicht korreliert sind. Dieses temperaturabhängige Verhalten zeigt die Anwendbarkeit des oben diskutierten Modells auf die MPGE-Photoströme die in GaN/AlGaN Heteroübergängen beobachtet wurden.

5.3.1 Photostrom aufgrund spinabhängiger Asymmetrie optischer Anregung

Die Experimente befassen sich mit der Absorption durch freie Elektronen (Drude-Absorption). Indirekte optische Übergänge setzen einen Impulsaustausch zwischen Elektronen und Phononen voraus. Ein Photostrom, der durch diese Übergänge induziert wird, tritt entweder aufgrund einer Asymmetrie in der Elektron-Photon-Wechselwirkung oder einer Asymmetrie in der Elektron-Phonon-Wechselwirkung auf. Nachstehend betrachte ich die gyrotropen Invarianten bis zur ersten Ordnung Störungstheorie. Man kann, wenn man den spinabhängigen MGPGE betrachtet, den Beitrag zum Elektronen-Hamiltonoperator, der linear in den Pauli-Spinmatrizen ist, durch einen der Terme proportional zur Matrix σ_j ersetzen und die Berechnungen für jedes j separat ausführen. Danach können spinerhaltende und spinumklappende Prozesse unabhängig behandelt werden.

Beispielhaft beschreibe ich hier anhand von [41] einen Mechanismus, der Photostrom durch *spinabhängige spinerhaltende Asymmetrie der Photoanregung aufgrund asymmetrischer Elektron-Phonon-Streuung* erzeugt. Ebenso ist eine Stromerzeugung durch 1. *Asymmetrie der Photoanregung aufgrund spinumklappende asymmetrischer Elektron-Phonon-Streuung*, 2. *spinabhängige spinerhaltende Asymmetrie der Photoanregung aufgrund asymmetrischer Elektron-Photon-Wechselwirkung* oder 3. *Asymmetrie der spinumklappenden Photoanregung aufgrund asymmetrischer Elektron-Photon-Wechselwirkung* denkbar. Diese Mechanismen lassen sich jedoch vollkommen analog zu dem hier beschrie-

benen erklären und werden daher nur namentlich genannt.

In gyrotropen Medien hat die Elektron-Phonon-Wechselwirkung $\hat{V}_{\text{el-phon}}$, zusätzlich zum Hauptbeitrag, einen asymmetrischen spinabhängigen Term proportional zu $\sigma_\alpha(k_\beta + k'_\beta)$. Mikroskopisch wird dieser Beitrag durch Struktur- und Materialinversionsasymmetrie, analog zur Rashba/Dresselhaus-Spinaufspaltung im \mathbf{k} -Raum [45], verursacht. Die Asymmetrie der Elektron-Phonon-Wechselwirkung führt zu ungleichen Raten der indirekten optischen Übergänge für gegenüberliegende Wellenvektoren in jedem Spinsubband. Dies führt zu einer asymmetrischen Verteilung der photoangeregten Ladungsträger und deshalb zu einem elektrischen Strom in diesem Subband. Die Ströme im Spin-Up- und Spin-Down-Subband haben verschiedene Richtungen und löschen sich für gleiche Besetzungen der Subbänder aus. Es entsteht also kein elektrischer Gesamtstrom. Jedoch fließen Spin-Up-Elektronen in die eine Richtung und Spin-Down-Elektronen in die andere. Es entsteht also ein reiner Spinstrom ohne elektrischen Gesamtstrom. Aufgrund des Zeeman-Effekts hebt das Anlegen eines Magnetfelds die Spinentartung auf und führt zu unterschiedlicher Besetzung der Spinsubbänder. Die entgegengesetzten Ströme werden ungleich, was zu einem spinpolarisierten elektrischen Gesamtstrom führt. Diese Situation ist in Abbildung (27) skizziert. Dabei ist die Zeeman-Aufspaltung zur Vereinfachung der Darstellung stark überhöht, sodaß das Spin-Up Subband unbesetzt ist. Die einfachen und doppelten Pfeile in Abbildung (27) zeigen den Unterschied in der Stärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung an. Weil der Strom durch eine Asymmetrie in der Photoanregung verursacht wird, kann er von der Polarisation der Strahlung abhängen.

Der Strom, der durch die Elektron-Phonon-Asymmetrie bei der Photoanregung erzeugt wird, kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$j \propto \frac{e\tau_p}{\hbar} \frac{\Xi_{cv}\xi}{\Xi_c} \eta_{ph} I S^0. \quad (37)$$

Hier ist η_{ph} die phononenunterstützte Absorptionsrate für die Terahertzstrahlung, I die Intensität und τ_p die Impulsrelaxationszeit. Ξ_c und Ξ_{cv} sind die Intraband- und Interbandkonstanten des Deformationspotentials. Der mittlere Gleichgewichtselektronenspin in der ersten Ordnung im Magnetfeld \mathbf{B} ist

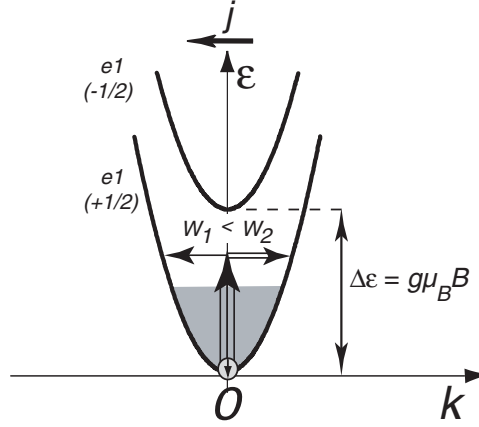


Abbildung 27: Mikroskopischer Ursprung des elektrischen Stroms, der durch eine Asymmetrie der Photoanregung unter Einfluß eines in der Probenebene liegenden Magnetfelds verursacht wird. Das Spinsubband (+1/2) ist aufgrund der Zeeman-Aufspaltung bevorzugt besetzt.

durch

$$\mathbf{S}^0 = -\frac{g\mu_B \mathbf{B}}{4\bar{E}} \quad (38)$$

gegeben. Dabei ist g der effektive elektronische g -Faktor und μ_B ist das Bohrsche Magneton. \bar{E} ist die charakteristische Energie des Elektrons, die für das 2D-Elektronengas als $\int dE f(E)/f(0)$ definiert ist, wobei $f(E)$ die Gleichgewichtsverteilungsfunktion ohne Feld ist, so daß sie für entartetes Elektronengas gleich der Fermienergie E_F ist, und für nichtentartetes Elektronengas gleich der thermischen Energie $k_B T$.

5.3.2 Strom aufgrund der Asymmetrie der Energierelaxation der Elektronen

Ebenso wie die vorher beschriebene Asymmetrie in der Anregung der Elektronen, kann die Energie- und Spinrelaxation des Elektronengases im Nichtgleichgewicht in gyotropen Systemen die Erzeugung eines elektrischen Stroms verursachen. Zunächst wird auf die Energierelaxation heißer Ladungsträger [46] eingegangen.

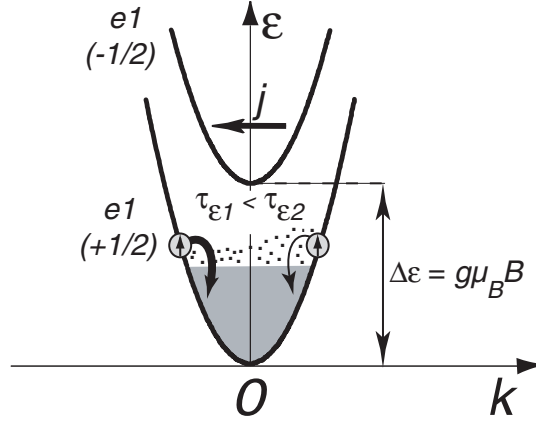


Abbildung 28: Mikroskopischer Ursprung des elektrischen Stroms, der durch die Asymmetrie der Energierelaxation unter einem in der Ebene liegenden Magnetfeld hervorgerufen wird. Das Spinsubband $(+1/2)$ ist aufgrund der Zeeman-Aufspaltung bevorzugt besetzt.

Drude-Absorption durch freies Elektronengas führt zur Elektronengasheizung und damit zu einer symmetrischen Nichtgleichgewichtsverteilung der Elektronen mit einer mittleren Energie, welche von der im Gleichgewicht abweicht (siehe Abbildung (28)). Wegen der Asymmetrie der Elektron-Phonon-Wechselwirkung haben heiße Elektronen mit gegensätzlichen Wellenvektoren \mathbf{k} verschiedene Relaxationsraten τ_ε , welche unterschiedliche Elektronenkonzentrationen für entgegengesetzte \mathbf{k} hervorrufen. Dies führt zu einem elektrischen Strom im Spinsubband. Ähnlich zu dem Fall, der im Modell 5.3.1 beschrieben ist, haben die Ströme im Spin-Up- und Spin-Down-Subband entgegengesetzte Richtungen, kompensieren sich aber in Anwesenheit von Zeeman-Aufspaltung nicht. Diese Situation ist in Abbildung (28) skizziert, wobei die beiden Pfeile verschiedener Dicke die ungleichen Relaxationsraten verdeutlichen. Der Strom ist ein Resultat der Relaxation heißer Ladungsträger und deshalb ist die Richtung unabhängig von der Polarisierung der Strahlung. Ohne Zeeman-Aufspaltung bekommt man in diesem Fall ebenfalls einen reinen Spinstrom.

Die x -Komponente des Photostroms kann hier als

$$j_x \sim \frac{e\tau_p}{\hbar} \frac{\Xi_{cv}\xi}{\Xi_c} \frac{g\mu_B B_x}{E} \eta I \quad (39)$$

abgeschätzt werden [41]. Dabei ist η der Teil des Energieflusses, der aufgrund verschiedener indirekter optischer Übergänge im Quantentrog absorbiert wird. Die übrigen Teile wurden bereits für Gl. (37) erläutert.

5.3.3 Strom aufgrund spinabhängiger Asymmetrie der Spinrelaxation (Spingalvanischer Effekt)

Dieser Mechanismus basiert auf der Asymmetrie von Spinumklapprozessen und stellt den spingalvanischen Effekt [44] dar:

$$j_i = Q_{ii'}(S_{i'} - S_{i'}^0), \quad (40)$$

Hier ist \mathbf{S} der mittlere Elektronenspin und \mathbf{S}^0 sein Wert im Gleichgewichtszustand (siehe Gl. (38)). $Q_{ii'}$ ist das ii' -te Matrixelement des Pseudotensors 2. Stufe \mathbf{Q} , der in gyrotropen Nanostrukturen den Elektronenspin mit einem Strom verknüpft. Bis jetzt wurde die Beobachtung des spingalvanischen Effekts unter Nichtgleichgewichts-Spinpolarisierungs-Bedingungen aufgrund optischer Orientierung und vernachlässigbarem \mathbf{S}^0 ausgeführt [44]. Der spingalvanische Strom wurde als Resultat der Spinrelaxation erzeugt.

Im vorliegenden Fall tritt der Gleichgewichtsspin \mathbf{S}^0 aufgrund von Zeeman-Aufspaltung auf und führt nicht zu einem Strom. Ein Beitrag des spingalvanischen Effekts zum polarisationsunabhängigen Photostrom kann als Relaxation von Nichtgleichgewichtsspinzuständen auf ihren Gleichgewichtswert \mathbf{S}_0 interpretiert werden. Aufgrund der durch den Zeeman-Effekt bedingten selektiven Bevölkung des Spinsubbandes treten optische Übergänge hauptsächlich aus einem Spinsubband auf ($s = -1/2$ in Abbildung 29). Unter Energierelaxation auf den Grund des Bandes verlieren die angeregten Ladungsträger teilweise ihre Spinpolarisation und kehren sowohl ins Spin-Up-, als auch ins Spin-Down-Subband zurück. Daher tritt die Nichtgleichgewichtsbevölkung der Spinsubbänder, wie in Abbildung 29 gezeigt, auf. Der elektrische Strom erwächst aus der Asymmetrie der Spinrelaxation [44] bei \mathbf{k} -linearer Aufspaltung der Bänder.

Die Asymmetrie der spinumklappenden Prozesse kann mit den in \mathbf{k} ungeraden Termen im effektiven Elektronen-Hamiltonoperator in Beziehung gebracht werden. Wenn man den Argumenten in [44] folgt, so kann man den spingalva-

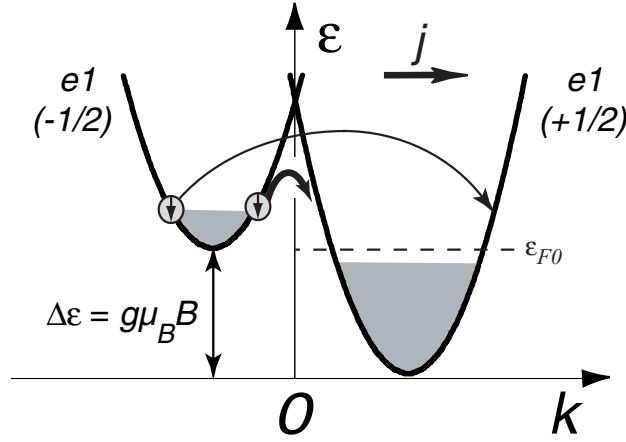


Abbildung 29: Mikroskopischer Ursprung des elektrischen Stroms, der durch die Asymmetrie der Spinrelaxation hervorgerufen wird. Der Nichtgleichgewichtsspinzustand entsteht durch photoinduzierte Depolarisation der Elektronenspins. Die Asymmetrie der Spinrelaxation und damit auch der elektrische Strom wird durch \mathbf{k} -lineare Spinaufspaltung erzeugt.

nischen Beitrag zum polarisationsunabhängigen magnetfeldinduzierten Photostrom als

$$j \sim e\tau_p \frac{\beta}{\hbar} \frac{g\mu_B B}{E} \frac{\eta I}{\hbar\omega} \zeta \quad (41)$$

abschätzen. Hier ist β ein Tensor, der die Unterscheidung von x - und y -Richtung vornimmt. ζ ist ein Faktor, der die Depolarisation des Elektronenspins unter Photoanregung mit nachfolgender Relaxation beschreibt. Er kann als $\zeta \sim \tau_\epsilon/\tau_s$ geschrieben werden, wobei τ_ϵ die Spinrelaxationszeit darstellt. Nimmt man die Zeiten für Raumtemperatur als $\tau_\epsilon \sim 10^{-13} \text{ s}$ und $\tau_s \sim 10^{-10} \text{ s}$ an, so ergibt sich der Faktor ζ als 10^{-3} .

Theoretisch sind auch spinunabhängige Mechanismen des magnetfeldinduzierten Photostroms denkbar. Sie werden in [41] ausführlich beschrieben, leisten im Experiment jedoch keinen messbaren Beitrag zum Photostrom.

6 Anwendung: Polarisationsdetektor

Wie schon in Kapitel 2.1 dargestellt wurde, sprechen die photogalvanischen Effekte sehr sensibel auf den Polarisationszustand des anregenden Lichts an. Daher eröffnen sie einen guten experimentellen Zugang zu den optischen Anisotropieeigenschaften vielfältiger, messtechnisch schwer fassbarer Medien wie etwa Plasmen, Gase, Festkörperoberflächen oder biologische Gewebe. Dazu wird Licht durch das zu untersuchende Medium transmittiert, an ihm gestreut oder reflektiert. Bei bekanntem Polarisationszustand des eingestrahnten Lichts lassen sich durch Polarisationsmessungen nach der Interaktion mit dem zu prüfenden Material Rückschlüsse auf dessen optische Eigenschaften ziehen. Diese Technik kommt in Tokamakreaktoren zur Messung von elektrischen und magnetischen Feldern in heißen Plasmen ebenso zum Einsatz, wie in der zerstörungsfreien Kontrolle von Materialverarbeitungsprozessen oder der Untersuchung der doppelbrechenden Eigenschaften von Proteidlösungen.

Alle bisher etablierten Methoden zur Bestimmung des Polarisationszustandes bedienen sich optisch-mechanischer Komponenten, die es erlauben Unterschiede in der optischen Weglänge zu bestimmen. Die geringe Zeitauflösung solcher Apparaturen versucht man zum Teil durch schnell rotierende Prismen oder pump and probe Messungen zu erhöhen.

Bei der Untersuchung der photogalvanischen Effekte wurde stets Licht mit bekanntem Polarisationszustand verwendet, um Photoströme in Halbleiternanostrukturen hervorzurufen. Dieses Prinzip läßt sich aber auch umkehren. Man kann durch die Messung von Photoströmen in vorher kalibrierten Strukturen den Polarisationszustand des eingestrahnten Lichts bestimmen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein rein photoelektrisches Detektorsystem entwickelt [47], das bei Raumtemperatur arbeitet und auf der gleichzeitigen Messung von drei verschiedenen Photoströmen beruht. Zur eindeutigen Messung des Polarisationszustandes des einfallenden Lichts werden der CPGE und der LPGE verwendet. Der CPGE liefert eine $\sin 2\varphi$ -Abhängigkeit und der LPGE eine $\sin 4\varphi$ -Abhängigkeit. Jeder dieser beiden Photoströme für sich genommen läßt keine eindeutige Bestimmung des Phasenwinkels φ zu. Das Verhältnis der beiden Ströme ist, wenn sie in der selben Messung entstehen, ausreichend, um

den Polarisationszustand eindeutig festzustellen. Als dritter Effekt wird der Photon Drag Effekt [1] verwendet, der polarisationsunabhängige Rückschlüsse auf die Leistung des einfallenden Lichts zulässt. Um aus einer einzelnen Messung einen klaren Rückschluss auf den Polarisationszustand des Lichts ziehen zu können ist es offensichtlich notwendig, daß der Photostrom in den verwendeten Materialien jeweils durch einen einzigen Effekt ausgelöst wird und nicht durch eine Überlagerung mehrerer Effekte. Die Messungen mit Proben auf GaN Basis (Kapitel 4) haben gezeigt, daß dort die verschiedenen PGE meist gleichzeitig in Überlagerung auftreten. GaN erschien als Material zur Herstellung der Detektorelemente daher ungeeignet. Es wurde also nach Strukturen gesucht, die den CPGE oder LPGE rein und ohne Überlagerung mit dem jeweils anderen und ohne Beimischungen anderer Effekte zeigen. Des Weiteren ist es für die Anwendung als Detektor von Nöten, daß die Effekte bei senkrechtem Einfall des Lichts entstehen. Die Symmetrie der Proben muß also entsprechend niedrig gewählt sein, um dies zu gewährleisten.

Ausgewählt wurden eine GaAs Struktur (CPGE) und eine SiGe Struktur (LPGE) sowie ein Ge basierter Photon Drag Detektor zur Bestimmung der Intensität.

Das Detektorkonzept besteht aus Detektoreinheiten U1, U2 und U3 (siehe Abb. 30). Das erste Element ist eine Anwendung des CPGE. Es besteht aus einer (113)-orientierten, MBE-gewachsenen p -GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{GaAs}_{0.7}$ Struktur mit 20 Quantentrögen von 10 nm Breite und einer freien Lochdichte von ca. $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pro Quantentrog und liefert Informationen über die Helizität, also die Rotation des Polarisationsvektors des Lichts. Im zweiten Element erlaubt der linear photogalvanische Effekt (LPGE), der aus einem einzelnen, MBE-gewachsenen (113)-Si/ $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ /Si Quantentrog von 5 nm Breite besteht, die Bestimmung des Azimutwinkels. Die SiGe Quantentrogstruktur ist einseitig Bor-dotiert und hat eine freie Ladungsträgerdichte von ca. $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. An den beiden quadratischen Strukturen von 5x5 mm Größe ist je ein Paar ohmscher Kontakte mittig an gegenüberliegenden Probenseiten angebracht, so daß der Strom entlang der $[1\bar{1}0]$ Achse gemessen werden kann. Die Einheit U2 hat ein zusätzliches Paar von Kontakten entlang der $[3\bar{3}\bar{2}]$ -Achse. Als letztes Element (U3) wurde ein Photon Drag Detektor für Terahertzstrahlung [1]

verwendet. Er besteht aus einem Ge:Sb Zylinder von 5 mm Durchmesser und 30 mm Länge. Der Kristall wurde entlang der $z' \parallel [111]$ -Richtung gewachsen. Er hat planparallele Endflächen und ringförmige elektrische Kontakte an beiden Enden (siehe Abb. 30). Das Dotierlevel liegt bei 10^{14} cm^{-3} . Die Signalspannungen werden unabhängig voneinander an jedem Detektorelement in einem geschlossenen Stromkreis über einem 50Ω Lastwiderstand gemessen. Die Signale werden durch Verstärker mit einer Spannungsverstärkung um Faktor 100 und einer Bandbreite von 300 MHz an ein breitbandiges (1 GHz) Speicheroszilloskop weitergegeben. Für zeitaufgelöste Messungen wurde ohne Verstärker gearbeitet.

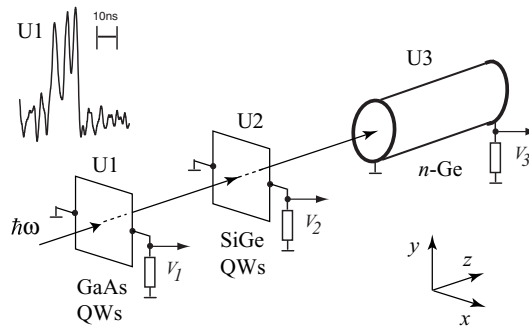


Abbildung 30: Bauart des Helizitätsdetektors. Das Inset zeigt die Oszilloskopdarstellung eines Signalpulses bei $\lambda = 148 \mu\text{m}$, aufgenommen mit der Detektionseinheit U1.

Bei senkrechter Bestrahlung des Detektors mit elliptisch polarisiertem Licht erhält man von den beiden Detektoreinheiten U1 und U2 eine Spannung. Der Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Detektorspannungen mit dem zeitlichen Intensitätsprofil des Laserstrahls zeigt, wie im Inset der Abb. 30 zu sehen ist, eine gute Übereinstimmung. Die zeitliche Auflösung des Detektors ist somit besser, als die der Auswerteelektronik. Zunächst soll aber auf den Verlauf der Detektorsignale in Abhängigkeit von der Strahlhelizität eingegangen werden. Das Signal der Detektoreinheit U1 variiert wie $\sin 2\varphi$, zeigt also einen klaren-CPGE artigen Verlauf. Aus diesem Signal kann man auf die Helizität des einfallenden Lichts rückschließen. Der Spannungsverlauf an der Einheit U2 verhält sich proportional zu $\sin 4\varphi$. Dies entspricht dem LPGE und läßt Rückschlüsse auf den Azimutwinkel des linearpolarierten Anteils des Lichts zu. Für rein

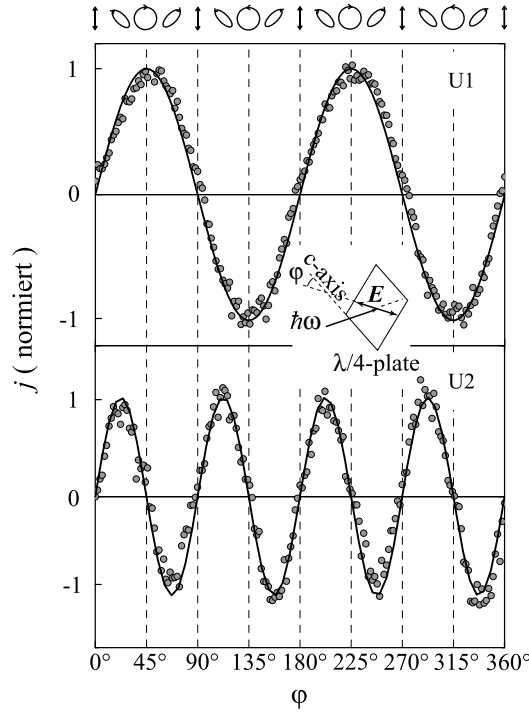


Abbildung 31: Die Photoantwort der GaAs (U1, oberer Bildteil) und SiGe (U2, unterer Bildteil) Quantentröge als Funktion des Phasenwinkels φ , wie er im Inset definiert ist. Die Spannungsantwort wurde in beiden Einheiten entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung gemessen und für jede Einheit auf das Spitzensignal normiert. Die dargestellten Ergebnisse wurden bei $T = 300$ K und senkrechtem Einfall der Strahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 148$ μm gemessen. Die Änderung des Azimuts, der Form der Ellipse und der Richtung der Rotation des elektrischen Feldvektors ist oben für verschiedene Winkel φ dargestellt. Die Veränderung der Eliptizität des Lichts wurde durch Rotation des $\lambda/4$ Plättchens gegen die Polarisationssebene der Laserstrahlung erreicht (siehe Inset). Die durchgezogenen Linien sind Fits durch CPGE (oberer Bildteil) und LPGE (unterer Bildteil) nach Gl. (3) und Gl. (12). Bei den Fits wurden lediglich Skalierungsparameter für die Hochachse verwendet.

zirkularpolarisiertes Licht liefert U2 kein Signal.

Während der Untersuchung von GaN Proben am FELIX wurden auch zeitaufgelöste Messungen gemacht. Da die Relaxationsprozesse in GaN und GaAs auf den selben Mechanismen beruhen, kann man diese Messungen als Anhalts-

punkt für die Zeitauflösung der Detektoreinheiten verwenden (siehe Kap. 4.2.1). Abb. 32 zeigt, daß die Ansprech- und Abfallzeiten des CPGE um die 200 ps liegen. Diese Werte entsprechen jedoch wiederum den erwarteten Reaktionszeiten der Messinstrumente, sodaß die Grenze der möglichen Zeitauflösung damit zwar um drei Größenordnungen verkürzt wurde, jedoch noch keine Aussage darüber getroffen werden kann, ob die Effekte bei geeignetem Messaufbau nicht noch schneller reagieren würden.

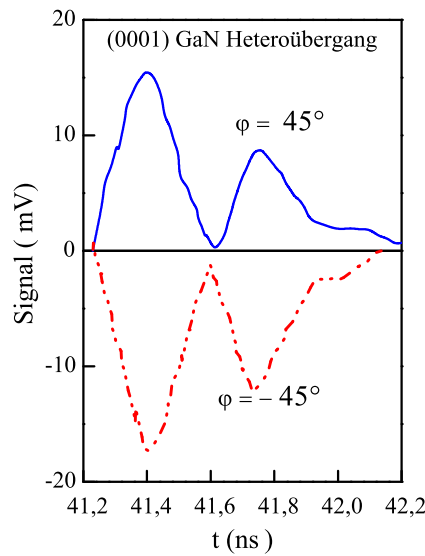


Abbildung 32: Zeitaufgelöste Messungen des CPGE in einer GaN Probe am FELIX.

Aus Abb. 31 ist zu erkennen, daß die simultane Messung aller drei Signale die eindeutige Bestimmung der Helizität der Strahlung zuläßt. Ein Paar von Signalen U1 und U2, das für einen Winkel φ gewonnen wurde, ist einzigartig und wird für keinen anderen Winkel zwischen 0 und π wiederholt. Das Verhältnis der Signale U1 und U2 und sogar das Vorzeichen dieses Verhältnisses ist für verschiedene Winkel φ unterschiedlich. Der Winkel der Hauptachse der Ellipse im Vergleich zur Vorzugsachse des Detektors (Azimut) kann aus der Stärke des LPGE (U2) abgeleitet werden, die Elliptizität vom helizitätsabhängigen CPGE (U1). Aufgrund der kurzen Impulsrelaxationszeit freier Ladungsträger bei Raumtemperatur liegen die Reaktionszeiten der Detektorelemente in der

Größenordnung von Picosekunden. Die tatsächlich erreichbare Zeitauflösung ist aber RC-limitiert durch die Bauart der Stromkreise und durch die Bandbreiten von Kabeln und Verstärkern. Im untersuchten Wellenlängenbereich von 76 bis 280 μm hängt die Spannungsantwort des Elliptizitätsdetektors bis zu den höchsten eingestrahlten Leistungen von ca 2 MW/cm² linear von der Strahlleistung ab.

Die Empfindlichkeiten der Detektoreinheiten U1, U2 und U3 bei einer Wellenlänge von 148 μm sind 3.2 mV/kW ($\varphi = 45^\circ$), 1.2 mV/kW ($\varphi = 22.5^\circ$) und 35 mV/kW. Diese Werte wurden mit einem 50 Ω Lastwiderstand und einem 20 dB Verstärker bei den Winkeln φ gemessen, die das stärkste Signal lieferten. Die Empfindlichkeiten sind ausreichend, um kurze THz Pulse von optisch gepumpten Moleküllasern oder Freie Elektron Lasern zu detektieren. Durch Reduktion der Detektionsbandbreite konnte die Methode ebenso zur Helizitätsbestimmung von Dauerstrich-THz Laserstrahlung angewandt werden.

Es bleibt anzumerken, daß man durch eine Erhöhung der Anzahl der verwendeten Quantentröge die Empfindlichkeit des beschriebenen Detektors wesentlich steigern kann. Eine weitere Empfindlichkeitssteigerung kann durch die Verwendung von Materialien mit kleiner Bandlücke, wie z.B. HgTe Quantentrögen, in denen kürzlich CPGE Signale mit einer um mehr als eine Größenordnung gesteigerten Stärke als in den hier benützten Proben festgestellt wurden [48], erreicht werden. Auch die Verwendung spezieller Quantentröge mit durch eine laterale Struktur gesteigerten Asymmetrie kann zu einer Steigerung der Empfindlichkeit führen. Empfindliche Terahertzdetektoren des hier gezeigten Typs sind neben anderen Anwendungen von speziellem Interesse zur Kontrolle von Stromdichteprofilen wie in Tokamak Reaktoren [49, 50, 51, 52, 53].

Der CPGE und der LPGE können ebenso bei Übergängen vom Valenz- ins Leitungsband [54, 55, 56], bei direkten inter-Subband-Übergängen [1], und in breitbandigen GaN-Heteroübergängen [25] beobachtet werden. Die Anwendbarkeit des CPGE/LPGE Detektionsschemas kann also auch in den sichtbaren, nahinfraroten und mittelinfraroten Spektralbereich ausgedehnt werden.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden photogalvanische Effekte in niederdimensionalen GaN/AlGaN Heterostrukturen eingehend untersucht. Obwohl in diesem Material die Bandlücke sehr groß ist, wurde ein zirkular photogalvanischer Strom in einer Stärke gemessen, der dem in GaAs oder InAs Proben entspricht. Damit wurden die theoretischen Vorhersagen (siehe [5]) experimentell bestätigt.

Es konnte dabei gezeigt werden, daß die Anwesenheit einer nennenswerten Gyrotropie in GaN/AlGaN Heterostrukturen ebenso Ursache für den spin-galvanischen und den magnetogyotropen photogalvanischen Effekt ist. Beide Effekte haben sich als effektive Werkzeuge zur Untersuchung von Nichtgleichgewichtsprozessen in dieser Materialgruppe herausgestellt. Deshalb können sie eingesetzt werden, um die Eigenschaften dieses für die Spintronik attraktiven Materials zu erforschen.

Der linear photogalvanische Effekt wurde in GaN erstmalig detailliert erforscht und parallel theoretisch beschrieben. Es wurden umfangreiche qualitative und quantitative Experimente durchgeführt und eine mikroskopische Beschreibung für diesen Ratscheneffekt in einem Material der Wurzitstruktur eingeführt.

Zusätzlich dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem rein optoelektrischen Detektorsystem eine Anwendung der photogalvanischen Effekte entwickelt. Der vorgestellte Detektor ist in der Lage aus einem einzelnen Laserpuls die vollständige Information über den Polarisationszustand des Lichts, also den Azimutwinkel und die Helizität bei elliptisch polarisierter Strahlung, oder den Winkel des elektrischen Feldvektors bei linearpolarisiertem Licht zu ermitteln. Die Empfindlichkeit reicht dabei sowohl zur Detektion von Pulsen aus Quellen, wie optisch gepumpten Moleküllasern oder Freien Elektronenlasern, als auch zur Bestimmung der Eigenschaften von Dauerstrich-THz-Laserstrahlung.

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei all den Menschen bedanken, die mir geholfen haben soweit zu kommen, daß ich nun an der letzten Seite dieser Doktorarbeit schreibe.

An erster Stelle bedanke ich mich bei meinen Eltern, die es mir ermöglicht haben zu studieren.

Meinem Doktorvater Prof. Sergey Ganichev möchte ich für die Vergabe dieses interessanten Themas und die exzellente Betreuung danken. Von ihm konnte ich vieles über die Physik und noch mehr darüber hinaus lernen.

Ein besonderer Dank gilt auch Prof. W. Prettl, dessen Mitarbeit in der Arbeitsgruppe von unschätzbarem Wert ist. Meinen Kollegen Peter Olbrich, Josef Kiermaier, Johannes Karch, Christina Reitmaier, Juri Allerdings und Helgi Diehl möchte ich danken für die ausgezeichnete Zusammenarbeit. Mein besonderer Dank gilt Bernhard Wittmann und Sergey Danilov für die Messungen am FELIX, sowie A.F.G. van der Meer und B. Murdin, die diese erst ermöglicht haben.

Toni Humbs danke ich für seine kompetente Hilfe in allen mechanischen Belangen.

Bei der St. Petersburger Hälfte unserer Arbeitsgruppe, S.A. Tarasenko, L.E. Golub und Prof. E.L. Ivchenko sowie V.A. Shalygin und V.V. Bel'kov bedanke ich mich für die Arbeit, die sie geleistet haben, um die Experimente theoretisch zu beschreiben und in einen größeren Zusammenhang zu stellen sowie für die gute Zusammenarbeit im Labor und die vielen interessanten Gespräche. Besonders gefreut hat mich ihr herzlicher Empfang bei meinem Besuch in ihrer Stadt.

Z.D. Kvon gebührt der Dank für die außerordentlich guten GaN Proben.

Die für mich wichtigste Person während meiner ganzen Promotionszeit ist Angela Wäspi. Sie ist immer bei mir, ob persönlich oder in meinem Herzen. Danke Dir für alles. **Angela, ich liebe Dich!**

Literatur

- [1] S. D. Ganichev und W. Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*. Oxford University Press, Oxford, 2006.
- [2] S. Nakamura und G. Fasol, *The Blue Laser Diode. GaN Based Light Emitters and Lasers*. Springer, Berlin, 1997.
- [3] D.D. Awschalom, D. Loss, und N. Samarth, eds., *Spintronics and Quantum Computation*. Nanoscience and technology. Springer, Berlin, 2002.
- [4] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, *Springer Tracts in Modern Physics* **191**, (2003).
- [5] V. I. Litvinov, *Electron spin splitting in polarization-doped group-III nitrides*, *Phys. Rev. B* **68**, 155314 (2003).
- [6] I. Lo, J. K. Tsai, W. J. Yao, P. C. Ho, L.-W. Tu, T. C. Chang, S. Elhamri, W. C. Mitchel, K. Y. Hsieh, J. H. Huang, H. L. Huang, und W.-C. Tsai, *Spin splitting in modulation-doped $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructures*, *Phys. Rev. B* **65**, 161306 (2002).
- [7] N. Tang, B. Shen, Z. W. Zheng, J. Liu, D. J. Chen, J. Lu, R. Zhang, Y. Shi, Y. D. Zheng, Y. S. Gui, C. P. Jiang, Z. J. Qiu, S. L. Guo, J. H. Chu, K. Hoshino, T. Someya, und Y. Arakawa, *Magnetoresistance oscillations induced by intersubband scattering of two-dimensional electron gas in $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ heterostructures*, *J. Appl. Phys.* **94**, 5420 (2003).
- [8] I. A. Buyanova, J. P. Bergman, W. M. Chen, G. Thaler, R. Frazier, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, J. Kim, F. Ren, F. V. Kyrychenko, C. J. Stanton, C.-C. Pan, G.-T. Chen, J.-I. Chyi, und J. M. Zavada, *Optical study of spin injection dynamics in $InGaN/GaN$ quantum wells with $GaMnN$ injection layers*, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 2668 (2004).
- [9] W. Weber, D. Ganichev S. S. Seidl, V. Bel'kov V. E. Golub L. W. Prettl, D. Kwon Z. Hyun-Ick Cho, und Jung-Hee Lee, *Demonstration*

- Of Rashba Spin Splitting In GaN-based Heterostructures*, in *AIP Conf. Proc.* 2007.
- [10] X. W. He, B. Shen, Y. Q. Tang, N. Tang, C. M. Yin, F. J. Xu, Z. J. Yang, G. Y. Zhang, Y. H. Chen, C. G. Tang, und Z. G. Wang, *Circular photogalvanic effect of the two-dimensional electron gas in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures under uniaxial strain*, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 071912 (2007).
- [11] Y. Q. Tang, B. Shen, X. W. He, K. Han, N. Tang, W. H. Chen, Z. J. Yang, G. Y. Zhang, Y. H. Chen, C. G. Tang, Z. G. Wang, K. S. Cho, und Y. F. Chen, *Room-temperature spin-oriented photocurrent under near-infrared irradiation and comparison of optical means with Shubnikov de-Haas measurements in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures*, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 071920 (2007).
- [12] K. S. Cho, C.-T. Liang, Y. F. Chen, Y. Q. Tang, und B. Shen, *Spin-dependent photocurrent induced by Rashba-type spin splitting in $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures*, *Phys. Rev. B* **75**, 085327 (2007).
- [13] W. Weber, S. Seidl, V. Bel'kov V. E. Golub L. L. Ivchenko E. W. Prettl, D. Kvon Z. Hyun-Ick Cho, Jung-Hee Lee, und D. Ganichev S. *Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in GaN quantum wells*, *Solid State Comm.* **145**, 56 (2007).
- [14] E.L. Ivchenko und G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures*. Solid-State Sciences 110. Springer, Berlin, 2. ed., 1997.
- [15] L. Ivchenko E. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*. Alpha Science International, Harrow, UK, 2005.
- [16] I. Sturman B. und M. Fridkin V. *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Non-Centrosymmetric Materials*. Gordon and Breach, New York, 1992.
- [17] L. D. Landau und E. M. Lifshits, *Quantum Mechanics*. Pergamon Press, Oxford, 1977.

- [18] G. Dresselhaus, *Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures*, *Phys. Rev.* **100**, 580–586 (1955).
- [19] Y.A. Bychkov und E.I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [20] C. A. Brau, *Free-Electron Lasers*. Advances in Electron Physics. Academic press Inc., San Diego, 1990.
- [21] H. Knippels G. M. X. Yan, M. MacLeod A. A. Gillespie W. M. Yasumoto, D. Oepts, und G. van der Meer A. F. *Generation and complete electric-field characterization of intense ultrashort tunable far-infrared laser pulses*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1578 (1999).
- [22] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 5. ed., 1975.
- [23] B. Beschoten, E. Johnston-Halperin, D. K. Young, M. Poggio, J. E. Grimaldi, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, E. L. Hu, und D. D. Awschalom, *Spin coherence and dephasing in GaN*, *Phys. Rev. B* **63**, 121202 (2001).
- [24] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, und D. Ferrand, *Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors*, *Science* **287**, 1019 (2000).
- [25] W. Weber, S. D. Ganichev, S. N. Danilov, D. Weiss, W. Prettl, Z. D. Kvon, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, Hyun-Ick Cho, und Jung-Hee Lee, *Demonstration of Rashba spin splitting in GaN-based heterostructures*, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 262106 (2005).
- [26] R. Cingolani, A. Botchkarev, H. Tang, H. Morko, G. Traetta, G. Coli, M. Lomascolo, A. Di Carlo, F. Della Sala, und P. Lugli, *Spontaneous polarization and piezoelectric field in GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N quantum wells: Impact on the optical spectra*, *Phys. Rev. B* **61**, 2711 (2000).
- [27] S. D. Ganichev und W. Prettl, *topical review*, *J. Phys.: Condens. Matter* **R935**, (2003).

- [28] E. I. Rashba, *Propertys of semoconductors with an extremum loop .1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop*, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
- [29] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, und W. Prettl, *Conversion of spin into directed electric current in quantum wells*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4358 (2001).
- [30] S. Schmult, M. J. Manfra, A. Punnoose, A. M. Sergent, K. W. Baldwin, und R. J. Molnar, *Large Bychkov-Rashba spin-orbit coupling in high-mobility GaN/Al_xGa_{1-x}N heterostructures*, *Phys. Rev. B* **74**, 033302 (2006).
- [31] N. Thillozen, Th. Schäpers, N. Kaluza, H. Hardtdegen, und V. A. Guzenko, *Weak antilocalization in a polarization-doped Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructure with single subband occupation*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 022111 (2006).
- [32] C. Kurdak, N. Biyikli, Ü. Özgür, H. Morkoc, und V.I. Litvinov, *Weak antilocalization and zero-field electron spin splitting in Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN heterostructures with a polarization-induced two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B* **74**, 113308 (2006).
- [33] N. Tang, B. Shen, M. J. Wang, K. Han, Z. J. Yang, K. Xu, G. Y. Zhang, T. Lin, B. Zhu, W. Z. Zhou, und J. H. Chu, *Beating patterns in the oscillatory magnetoresistance originated from zero-field spin splitting in Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 172112 (2006).
- [34] K. Seeger, *Semiconductor Physics*. Springer, Wien, 1997.
- [35] N. V. Smith, *Classical generalization of the Drude formula for the optical conductivity*, *Phys. Rev. B* **64**, 155106 (2001).
- [36] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1970.
- [37] W. Weber, L.E. Golub, S.N. Danilov, J. Karch, C. Reitmaier, B. Wittmann, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, Z.D. Kvon, N.Q. Vinh,

- A. F.G. van der Meer, B. Murdin, und S.D. Ganichev, *Quantum ratchet effects induced by terahertz radiation in GaN-based two-dimensional structures*, *Phys. Rev. B* (2008). Zur Veröffentlichung angenommen. (cond. mat. arXiv:0804.0342v2).
- [38] I. Magarill L. und V. Entin M. *Photogalvanic effect in quantum-sized system*, *Sov. Phys. Solid State* **31**, 1299 (1989).
- [39] L. Ivchenko E. und E. Pikus G. *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*. Springer Series in Solid State Sciences. Springer-Verlag, Heidelberg, 1997.
- [40] V. Beregulin E. D. Ganichev S. Yu. Gloukh K. B. Lyanda-Geller Yu. und D. Yaroshetskii I. *Linear photogalvanic effect in p-type GaAs at classical frequencies*, *Sov. Phys. Solid State* **31**, 63 (1989). Fiz. Tverd. Tela **31**, 115 (1989).
- [41] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, P. Tranitz, S.N. Danilov, Petra Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss, und W. Prettl, *Magneto-Gyrotropic Photogalvanic Effects in Semiconductor Quantum Wells*, *Journal of Physics: Condensed Matter* **17**, 3405 (2005).
- [42] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, Ch. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, Ch. Gerl W. Wegscheider, D. Schuh, J. Stahl, J. De Boeck, G. Borghs, und W. Prettl, *Zero-bias spin separation*, *Nature Physics* **2**, 609 (2006).
- [43] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, E.L. Ivchenko S.A. Tarasenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schaeffler, D. Gruber, und W. Prettl, *Pure spin currents induced by spin-dependent scattering processes in SiGe quantum well structures*, *Phys. Rev. B* **75**, 155317 (2007).
- [44] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, und W. Prettl, *Spin-galvanic effect*, *Nature (London)* **417**, 153 (2002).

- [45] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, und W. Prettl, *Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin-Splittings in Semiconductor Quantum Wells*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 256601 (2004).
- [46] E.L. Ivchenko und G.E. Pikus, *Optical orientation of the spins of free charge carriers and photogalvanic effects in gyrotropic crystals*, *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.)* **47**, 2369 (1983). *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.*, **47**, 81 (1983).
- [47] S.D. Ganichev, W. Weber, J. Kiermaier, S.N. Danilov, P.Olbrich, D. Schuh, W. Wegscheider, D. Bougeard, G. Abstreiter, und W. Prettl, *All-electric detection of the polarization state of terahertz laser radiation*, *J. Appl. Phys.* (2008). Zur Veröffentlichung angenommen. (cond. mat. arXiv:0707.4642v2).
- [48] B. Wittmann, S.N. Danilov, Z.D. Kvon, N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretzky, R. Ravash, W. Prettl, und S.D. Ganichev, *Photogalvanic effects in HgTe quantum wells*, in *IEEE Proceedings of the Joint 32nd International Conference Infrared and Millimetre Waves and 15th International Conference THz Electronics*, vol. 2, pp. 773–774. 2007.
- [49] S. A. Kazantsev, N. Ya. Polynovskaya, L. N. Pyatnitskii, und S. A. Edel'man, *Polarization of atomic ensembles in ionized gases*, *Sov. Phys. Uspekhi* **31**, 785 (1988).
- [50] V. P. Gavrilenko, *Physical principles of polarisation-spectroscopic measurement of electric and magnetic fields in ionized gases*, *Izmeritel'naya Tekhnika* **11**, 45 (1992).
- [51] F. DeMarco und S. E. Segre, *The polarization of an e.m. wave propagating in a plasma with magnetic shear. The measurement of poloidal magnetic field in a Tokamak*, *Plasma Phys.* **14**, 245 (1972).
- [52] A. Boileau, M. von Hellerman, W. Mandl, H. P. Summers, H. Weisen, und A. Zinoviev, *Observations of motional Stark features in the Balmer spectrum of deuterium in the JET plasma*, *J. Phys. B* **22**, L145 (1989).

- [53] F. M. Levinton, R. J. Fonck, G. M. Gammel, R. Kaita, H. W. Kugel, E. T. Powell, und D. W. Roberts, *Magnetic field pitch-angle measurements in the PBX-M tokamak using the motional Stark effect*, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2060 (1989).
- [54] V. V. Bel'kov, S. D. Ganichev, Petra Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hägele, L. E. Golub, W. Wegscheider, und W. Prettl, *Circular photogalvanic effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells*, *Solid State Communic.* **128**, 283 (2003).
- [55] C. L. Yang, H. T. He, Lu Ding, L. J. Cui, Y. P. Zeng, J. N. Wang, und W. K. Ge, *Spectral dependence of spin photocurrent and current-induced spin polarization in an InGaAs/InAlAs two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186605 (2006).
- [56] M. Bieler, N. Laman, H. M. van Driel, und A. L. Smirl, *Ultrafast spin-polarized electrical currents injected in a strained zinc blende semiconductor by single color pulses*, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 61102 (2005).